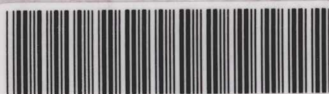
气相爆轰动力学

张 博 白春华◎著





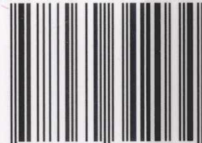
科 学 出 版 社

(TK-0119.0101)

气相爆轰动力学

www.sciencep.com

ISBN 978-7-03-034203-4



定价：65.00元

气相爆轰动力学

张　博　白春华　著





科学出版社
北　京

内 容 简 介

本书较为系统地论述了气相爆轰动力学的主要理论方法与基本成果，内容涉及气相爆轰研究基础及现象、爆轰状态与爆轰波结构和直接起爆引起爆轰等基本问题。全书共分三篇十章：第一篇概述气相爆轰理论基础、爆轰测试技术和可燃混合气体中爆轰现象；第二篇介绍爆轰接近极限时的传播机理与结构、爆轰胞格尺寸的测试技术与规律分析及爆轰临界直径；第三篇为高电压点火有效能量的测量及其特性、可燃混合气体直接起爆临界能量的规律和直接起爆临界能量的预测。本书着力阐述气相爆轰动力学实验和理论研究的新方法、新认识和新进展。

本书可供安全科学与工程、矿业工程、兵器科学与技术以及空气动力学、工程热物理等学科的研究人员、工程技术人员、高校教师阅读，也可作为有关专业本科生和研究生的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

气相爆轰动力学 / 张博，白春华著. —北京：科学出版社，2012

ISBN 978-7-03-034203-4

Ⅰ. ①气… Ⅱ. ①张… ②白… Ⅲ. ①气相–爆震–气体动力学 Ⅳ. ①O381

中国版本图书馆CIP数据核字(2012)第083511号

责任编辑：张　析　刘志巧 / 责任校对：宋玲玲

责任印制：钱玉芬 / 封面设计：东方人华

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

http:// www.sciencep.com

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社编务公司排版制作

科学出版社发行　各地新华书店经销

*

2012年5月第　一　版　开本：B5 (720 × 1000)

2012年5月第一次印刷　印张：16 1/4

字数：312 000

定价：65.00 元

(如有印装质量问题，我社负责调换)

序

爆轰学是研究爆炸发生与发展规律、爆轰状态与传播以及爆轰波结构等科学问题的一门科学，其中包含力学和化学、流体与固体、载荷和介质的耦合等诸多复杂问题。爆炸物质根据其物理属性可分为气相、液相、固相及其混合相，气相爆轰是爆轰学重要组成部分并具有其独特之处。描述气相爆轰特征的重要参数包括：爆轰胞格尺寸、临界管径、起爆临界能量以及浓度极限等，这些参数能够表现气体爆轰的本质特征。

本书以作者研究成果为主，系统地介绍了涵盖气相爆轰本质特征的气相爆轰动力学的诸多热点和难点问题，结构上分为三个部分，即气相爆轰研究基础及现象、爆轰状态与爆轰波结构、直接起爆引起爆轰，深入描述了气相爆轰形成机理、状态量化以及传播规律，这些研究将有助于推动气相爆轰学研究从宏观向微观发展，并丰富了爆轰学的内容，同时能够对工业气相爆炸事故预防与防护起到积极的指导作用。

本书在写作上也很有特色，理论与实验紧密结合，基础和应用有机结合。在内容的论述上，理论概念清楚，实验方法严谨，两者相辅相成，易于读者领会和掌握。书中内容既包含高水平的基础理论，也有创新的研究方法，凝聚了作者多年研究实践的认识、体会和成果。相信读者从书中不仅能获得有用的知识，还能得到关于科研方法的有益启示。

冯长根 教授

中国科学技术协会 副主席

2012 年 5 月

前　言

爆轰学是一门古老而又年轻的学科。随着现代科学技术的迅速发展，爆轰学的研究领域已远远超出它的奠基者 W. Doring、G. I. Taylor、J. von Neumann、D. L. Chapman、E. Jouguet 和 Y. Zeldovich 等在 20 世纪初创立这门学科时所研究的范围。随后，爆轰学在常规武器战斗部、航天飞行器推进剂、火工品甚至核武器重要部件等设计研制中，起到了越来越大的作用，这些应用同时也推动了爆轰学的迅速发展。

气相爆轰动力学作为爆轰学的一个重要组成部分，对其进行研究与研究液相、固相及混合相的爆轰相比相对简单，并且爆轰的起爆和传播机理与非气相爆轰有相似之处，因此越来越多的科学家投入研究。气相爆轰动力学的研究分为理论研究、实验研究和数值计算三个方面。理论和实验研究的重要性是人所共知的，鉴于气相爆轰问题的复杂性，随着计算机技术的发展，数值计算日益显得重要和不可缺少，这也是爆轰研究的发展方向，因此理论和实验的研究与数值研究相互促进发展。

气相爆轰动力学同时也是一门具有广阔应用前景的学科，它涉及可燃混合气体爆轰的激发、稳定与不稳定爆轰波的传播现象、爆轰状态与爆轰波结构和直接起爆形成爆轰的机理与相关理论表述，以及爆轰过程的研究方法与技术等内容。因此，这门学科对各种易燃易爆气体爆轰特性研究及工业生产安全和国防武器装备的研制都具有重要的实际意义。在工业生产的各个领域，如化工、能源和矿业等发生的爆炸事故预防、控制和防护技术措施的基础主要是气体爆轰动力学问题。

本书首先介绍气相爆轰动力学的有关基础知识及现象，系统推导爆轰波基本方程组，利用清晰的理论概念解释爆轰学最基本的 CJ 理论与 ZND 模型，对 CJ 解的性质和雨果尼奥(Hugoniot)关系也做了详细的探讨。气相爆轰问题的研究依赖于测试设备和技术，鉴于此，本书介绍了爆轰压力信号的采集、到达时间测量及爆轰反应图像捕捉的方法和技术，这些为爆轰现象的讨论提供依据。书中也介绍了一些气相爆轰的现象，为读者了解爆轰现象提供直观的实验图像。

本书主要介绍爆轰状态与爆轰波结构和直接起爆引起爆轰等问题。爆轰状态和爆轰波结构部分内容包括：爆轰接近极限时的传播机理及结构、爆轰胞格尺寸的测量与分析和爆轰的临界直径等，这些都是研究气相爆轰机理的基础内容，书中同时介绍了利用实验研究的方法，对以上问题进行深入探讨和分析。对于直接

起爆引起爆轰问题，由于对点火能量要求较苛刻，在通常情况下不容易发生，也通常被忽视而研究较少。然而，一旦起爆源产生强烈的爆炸波，即可通过直接起爆产生爆轰，其在瞬间产生巨大能量，爆轰瞬间完成，因此通常造成严重的人员伤亡和财产损失。本书对强起爆源产生的爆炸波特征进行分析，得出了引起直接起爆的有效能量，在此基础上建立了可靠的实验系统，对一系列的可燃混合气体在不同状态下的临界能量进行测量，并分析临界能量的特征和规律，给出了明确的结论。

总的来说，本书较为系统地论述了气相爆轰研究基础及现象、爆轰状态与爆轰波结构、直接起爆引起爆轰等方面内容，并且以作者本人及合作者近年来所获得的部分研究成果为主。书中还列举了大量的参考文献，其目的在于帮助读者全面而深入地了解气相爆轰及其相关理论，并为进一步研究提供必要的基础和线索。相对于过去在爆轰学方面的一些出版物而言，本书着力阐述了气相爆轰动力学研究的新方法、新认识、新进展和新方向。本书力图把理论与实验紧密结合，将基础和应用有机结合。

本书的研究工作主要依托爆炸科学与技术国家重点实验室(北京理工大学)和加拿大 McGill 大学冲击波物理实验室(Shock Wave Physics Lab)进行。爆炸科学与技术国家重点实验室(北京理工大学)提供了先进的研究条件和部分研究经费。张奇、刘庆明、王仲琦等诸位教授以及博士研究生陈健、曾一鑫等都给予了大力支持与帮助。特别感谢加拿大 McGill 大学 John H. S. Lee 教授对本研究的指导和建议，如果没有 Lee 教授的帮助，就不会有本书的出版。衷心感谢加拿大 Concordia 大学 Hoi Dick Ng 副教授在研究过程中进行有益的讨论。McGill 大学的研究生 A. Jesuthasan 提供了本书第 5 章部分实验数据、J-S. Grondin 和 S. Kamenskih 等曾参与部分理论和实验工作，因此书中的内容也融入了上述人员的劳动成果，在此一并致谢。

衷心欢迎读者对本书提出宝贵意见。

著　者

2012 年 3 月 6 日

目　　录

第三篇 直接起爆引起爆轰

第1章 绪 论

随着经济的不断发展，现代化程度不断提高，产业向大型化、集中化发展。物质及能量的高度集中，必然带来大量的安全问题。例如，现代工业生产过程中不可避免地涉及大量的易燃易爆气体，一旦可燃物质与空气混合并达到一定浓度范围，在一定点火能量作用下即可发生燃烧、爆炸，甚至破坏力更强的爆轰，在很大的范围内造成财产损失和人员伤亡。

爆炸，是自然界中经常发生的一种物理或化学物理的过程。在爆炸过程中，爆炸物质以极快的速度释放出巨大能量，爆炸瞬间所产生的高压气体产物或被瞬态加热汽化的物质对周围介质做功，并发出各种能量辐射等对目标产生破坏作用。爆炸最主要的特征是可在周围介质中瞬间产生压力突跃，这是造成破坏效应最重要的原因之一。

根据爆炸所释放能量速率大小和产生的爆炸波传播速度的快慢，把爆炸分为爆燃和爆轰。爆燃以每秒数米至数百米的亚音速传播，而爆轰波则以每秒千米以上的超音速在未反应介质中传播。所谓爆轰是一种前导冲击波和化学反应强耦合，并且自持传播具有强间断的现象，波前介质经冲击波压缩至较高的温度和密度，从而能够在很小尺度内迅速发生化学反应，而释放的化学能量又反过来支持前导冲击波的传播。爆燃和爆轰过程有着本质性的区别：爆燃过程是以热传导、热辐射及燃烧气体扩散的方式进行的，这个过程进行缓慢，爆燃波阵面两侧的压力、温度和密度都是连续变化的；爆轰过程则不同，它以爆轰冲击压缩的方式进行，这个过程是瞬间完成的，爆轰波两侧的压力、温度和密度都是突跃上升的。因此，对于同一种可燃混合物，爆轰状态比爆燃状态造成的破坏效应要严重得多。人们一方面希望在可控制的范围内利用它高效的能量投放能力，如爆轰发动机的应用；另一方面则希望避免它在各种不恰当场合的意外出现，以免造成严重的破坏和损失，如瓦斯爆炸、粉尘爆炸等。爆燃转爆轰一旦失控将会引起灾难性后果，碳氢燃料（尤其是氢气、瓦斯气体）的爆炸事故时有发生[1-4]。因此，如何预防或减小爆炸事故的危害、如何有效地控制爆轰的形成，是所有研究爆燃和爆轰首先需要面对的问题[5-13]。

爆轰的发现可追溯到 15 世纪，有学者发现当某些特定的化合物（如雷酸汞）受到强烈的冲击或者震动时，通常出现强烈的化学分解反应。19 世纪 60 年代，随着当时科技的发展，捕捉高速燃烧现象和测定燃烧波速度的仪器被运用于研究

燃烧问题，发现存在一种远高于一般火焰传播速度的燃烧波，这种燃烧波的传播速度不随点火能量、管径大小而改变，只与不同种类物质相关，这种燃烧波就是爆轰波。Abel[14]最早得到硝化棉炸药的爆轰速度，Berthelot 和 Vielle[15, 16]对一系列的气体燃料（如 H_2、C_2H_4、C_2H_2）与氧化剂（如 O_2、NO、N_2O_4）以及加入惰性气体组成的混合气体进行试验，从而确定了在气体爆炸性混合中的确存在爆轰现象。

爆轰波理论方面的研究也伴随着爆轰的发现应运而生，Chapman[17]和 Jouguet[18]提出定量预测可燃混合气体特性的理论。1899 年，Chapman 首先提出可计算爆轰波速的理论，它将爆轰波面视为一道间断，波前气体跨越间断立即转化为高温产物。1905 年，Jouguet 也独立提出了声速解理论，即爆轰波后的气流相对波面以声速运动。实际上他们描述的都是跨波阵面守恒方程的解，但 Jouguet 从理论上解释了该解的物理必然性。关于该问题的讨论以及此后逐步完善的相关理论就是 Chapman-Jouguet 理论（简称 CJ 理论）。CJ 理论能够很好地预测理想状况下爆轰波的传播现象，然而 CJ 理论完全忽视了爆轰的结构（也即爆轰波从反应物到产物的转变过程），因此它不能用于解释爆轰波的传播机理。

真实的爆轰波并非如一维稳定的 CJ 爆轰，约半个世纪前 Fickett 和 Davis[19]已经证明在爆炸性混合气体中的爆轰波具有自持性和不稳定性，并且为三维非固定的胞状结构。20 世纪 40 年代，由 Zeldovich[20]、von Neumann[21]和 Doring[22]引入有限速率化学反应，将爆轰波面视为前导冲击波与波后反应区的组合结构，其中前导冲击波将波前气体压缩至较高的温度和密度，直接引发一定距离后的化学反应，反应释热又反过来支持前导冲击波前进。这种层流爆轰波面结构被称为 Zeldovich-Neumann-Doring 模型，简称 ZND 模型。虽然 ZND 模型仍是简单的层流结构，但是它已经包含了爆轰点火、传播、熄灭等机制，很多真实爆轰波现象在此基础之上能够得到一定的解释，如速度偏低（低于 CJ 速度）和临界爆轰直径问题。爆轰波面结构受管壁黏性和热传导作用，热量和动量发生损失，因此自点火引发的爆轰波速有所降低，管径越小则壁面损失效应越为显著，当这种损失达到某种程度，冲击波减弱和反应速度降低形成恶性循环，爆轰波面将不可避免地发生前导冲击波和反应区分离以致爆轰熄灭。

然而，经典的一维爆轰理论并没有因此失去它们的价值，不管是一维还是多维的不稳定爆轰现象，它们在平均意义上仍然具有一维理论预测的相关特性。经典 CJ 理论本质上并不否定波面的厚度，波面特征在平均意义上不随时间而改变，这可能正是 CJ 理论能够预测真实爆轰波速的原因所在。但 ZND 模型单纯反应动力学控制下的层流波面结构显然已经不能描述多维爆轰波面的平均效果（如波面厚度和反应进度等），从而也难以正确给出多维爆轰现象的一些特征参数。因此，目前爆轰研究的一个方向希望回归至一维理论并对经典 ZND 模型进行修正与完

善[23]。

Lee 等[24]把爆轰波的形成分为两种模式：一种是通过弱点火形成层流火焰，通过层流火焰加速到湍流状态，并最终过渡到稳定爆轰；另一种模式是借助足够强的点火源产生爆炸波而瞬间形成爆轰。前一种模式经过爆燃转爆轰过程（deflagration-to-detonation transition，DDT），是由于流动过程中各种不稳定性扰动导致低速爆燃向高速爆轰的转变。而后一种称为直接起爆，是指直接形成过驱动爆轰波并最终为 CJ 爆轰，通常借助于强烈起爆源产生的爆炸波完成，也被称为直接爆炸起爆。

对气相爆轰的系统研究始于 20 世纪 50 年代后期，Brinkley 和 Lewis[25]基于 Karlovitz[26]提出的湍流火焰理论而进行 DDT 的实验研究。随后 Urtiew 和 Oppenheim 等[27, 28]通过长期的研究，并利用激波管实验观察 DDT 现象。Lewis 和 von Elbe[29]、Kuo[30]、Lee 等[31−33]、Oran 和 Gamezo[34]都很好地总结与阐述了 DDT 的机理。

一些学者对爆轰的形成和传播机理进行了研究。例如，Urtiew 和 Oppenheim[27]在填充有氢氧混合气体的封闭长管中，利用另一端的电火花点火形成初始的层流火焰，并加速发展为湍流火焰，最终发展为爆轰。通过对现象的研究，发现 DDT 基本通过两种方式形成：一种是在湍流火焰区内部形成 DDT；另一种是在前导冲击波与火焰之间形成，即在已受热并受强烈压缩作用的物质中形成。随后的研究[32, 33, 35, 36]进一步表明，在管道壁面上布有的障碍将导致火焰加速变快，爆轰也更容易形成。基于 Markstein[37]的研究，Scarinci 等[38, 39]和 Thomas 等[40, 41]利用激波与火焰的相互作用制造更快的湍流火焰。Wagner[42]、Knystautas 等[43]、Boni 等[44]发现如没有障碍物的扰动，由于缺少壁面的激波反射作用，实验中很难得到爆燃传播至自由场的 DDT 现象。Khokhlov 等[45-48]、Oran 等[49, 50]及 Gamezo 等[51-53]研究了乙炔、乙烯、氢气和一氧化碳分别与空气组成的混合气体中的 DDT 现象，并分析了激波火焰相互作用和边界条件对爆燃转爆轰的影响等。

在爆轰波 DDT 过程和直接起爆过程中，热点起爆过程广泛存在，也是最基本的爆轰波形成机制。热点起爆是一个非常迅速的爆炸过程，而且热点的出现往往具有随机性，由于实验手段的限制很难对其内部的热化学反应过程进行研究。Merzhanov[54]和 Borisov[55]得出热点对爆轰形成过程影响极大，Zajac 和 Oppenheim[56]提出一种流体动力学模型，在该模型中把热点作为不断扩展运动的活塞。Meyer 和 Oppenheim[57]提出热点间隔的诱导时间必须足够小才能形成爆轰。由此 Lee 等[58]提出了激波与能量释放的同步放大机制，也即 SWACER（shock wave amplification by coherent energy release），并认为热点周围的流场存在化学反应诱导时间（或温度）梯度，如果梯度场产生的自发反应波路径与激波/压缩波轨迹重合，就会导致激波/压缩波在传播过程中不断受到化学反应释放的能量的支持而加

速，最后达到较高的马赫数，实现激波和反应的耦合传播，即形成爆轰波。这个理论对爆轰波的热点起爆过程给出了较好的定性解释，也得到了一些实验和数值结果的支持。

除了热点之外，Lee[59]认为爆轰易受其他因素的影响，如爆轰极限、管壁的粗糙度、管道的直径和混合气体本身的热力学状态等，基于此，Jesuthasan[60]、Camargo 等[61]测量了爆轰极限及爆轰接近极限时的胞格结构，Eaton 等[62]、Barthel[63]、Denisov 和 Troshin[64]、Desbordes[65]、Knystautas 等[66]、Lee 和 Matsui[67]、Laberge 等[68]、Abid 等[69]、Pedley 等[70]、Manzhalei 等[71]测量了各种碳氢燃料混合气体在各种初始状态下的胞格尺寸，Matsui 和 Lee[72]、Knystautas 等[66]、Zeldovich 等[73]、Mitrofanov 和 Soloukhin[74]、Edwards 等[75]、Carnasciali 等[76]、Zhang 等[77, 78]、张博和白春华[79]研究了爆轰临界管径问题。

爆轰除了通过弱点火引起的火焰加速形成之外，还可通过直接爆炸形成，也即直接起爆。爆轰的直接起爆指的是爆轰瞬间形成而没有经历火焰加速的预爆轰阶段。所谓的“瞬间”是指起爆源在极短的时间内产生强爆炸波能量，并作用于混合气体而形成爆轰，而不是一般通过火焰加速引起爆轰[31, 59]。在可燃气体发生爆炸的事故中，绝大部分的事故都是由于可燃物质的燃烧转化为爆燃而对周围的设施和人员产生危害，由于直接起爆需要点火源在瞬间产生足以引起爆轰的起爆能量，对于起爆源点火能量要求比较苛刻，所以通常被忽略，不能引起足够的重视。

Lafitte[80, 81]最早利用直接起爆形成球形爆轰，随后，Zeldovich 等[73]系统地对直接起爆相关机理进行研究，并发现直接起爆的本质就是起爆源在瞬间产生足够强的能量。对于给定的爆炸性混合气体，通过实验的方法来测定形成球形爆轰的最小起爆能量，是判断该混合物敏感性最直接和有效的方法[31, 59]。

直接起爆可由多种起爆源瞬间起爆产生强爆炸波而形成。Bull 等[82, 83] 和 Alekseev[84]利用高能炸药点火研究了碳氢燃料与空气的直接起爆问题。Knystautas、Lee 和 Matsui[67, 85]利用 *L-R-C* 电路产生的电火花点火，并与高能炸药点火和平面爆轰波诱导产生球形爆轰的点火能量分别进行比较。Knystautas 和 Lee[85]、Zhang 等[86]分别通过理论和实验发现，只有最初 1/4 周期的放电能量才真正作用于直接起爆。Matsui 和 Lee[72, 87]对电火花点火中不同几何形状的电极及电极之间的不同间距对放电能量的影响做了研究。Berets 等[88]对冲击波诱导爆轰做了比较系统的研究。Mooradian 和 Gordon[89]用爆轰波替代冲击波诱导来研究直接起爆问题。Norrish 等[90, 91]、Thrush[92]、Klimkin 等[93]、Kataoka 等[94]和 Lee 等[58]通过激光诱导的方法形成起爆。解立峰等[95]和姚干兵等[96]通过立式激波管对环氧丙烷(PO)、正己烷、癸烷分别与空气组成的混合气体进行了直接起爆。Zeldovich[73]早期对爆轰波研究曾提出理想的爆轰波具有稳定一维 ZND 结构，爆轰波如果能自

持传播就必须满足：当爆炸波衰减为 CJ 状态时，爆炸波的半径必须至少约为诱导区的长度；并提出直接起爆的临界起爆能（E_C）与 ZND 诱导区长度（$\varDelta_I$）的三次方成正比关系，即 $E_C \sim \varDelta_I^3$。对于临界起爆能量的研究一直延续至今[94, 95, 97-101]。

在国内，由于发展和加强国防的需要，爆轰问题在 20 世纪 50 年代就引起了部分学者的关注，并获得了一些具有重要工程应用价值的研究结果。北京理工大学八系编写的《爆炸及其作用》[102]和张宝平等编写的《爆轰物理学》[103]涵盖了近年爆轰（尤其是凝聚相）的研究进展。

国内关于爆轰及其相关问题的研究主要针对军事方面的应用而展开，然而主要集中于固相或者多相爆轰的研究，故在气相爆轰理论方面的系统性和深入程度还存在某些欠缺。同时，目前也没有专门介绍气相爆轰动力学最新进展的书籍。鉴于此，作者依托爆炸科学与技术国家重点实验室(北京理工大学)和加拿大 McGill 大学 John H.S. Lee 的冲击波物理实验室，对气相爆轰开展了系统的研究，并结合目前国内外在该领域研究的主要进展，整理成本书。希望本书能够概括气相爆轰动力学的主要理论方法与基本成果，使读者读完本书后对气相爆轰理论有比较系统、全面而深入的了解，并为进一步的研究提供线索。

本书较为系统地论述了气相爆轰研究基础及现象、爆轰状态与爆轰波结构和直接起爆引起爆轰等方面内容，全书分为三篇十章：

第 1 章为绪论，概述气相爆轰的研究历史和最新进展。

第一篇为气相爆轰研究基础及现象，内容包括第 2~4 章。

第 2 章介绍气相爆轰理论基础知识和概念。虽然这方面的内容在许多相关的书籍都能查阅得到，但它们是认识和理解气相爆轰规律和机理的基础，并为实验得到的爆轰现象提供理论支持。

第 3 章介绍爆轰压力信号的采集、到达时间测量及爆轰反应图像捕捉的方法和技术，并为爆轰现象的讨论提供依据。

第 4 章描述可燃混合气体中的爆轰现象，其中分为两部分，第一部分是爆轰状态与爆轰波结构，并介绍实验中得到的爆轰现象、爆轰形成机理、边界条件对爆轰的影响以及爆轰的动态参数（即爆轰极限、胞格尺寸和临界管径）。第二部分为直接起爆引起的爆轰，详细介绍形成直接起爆采用的多种起爆源（如高能炸药、高压电火花、激波或爆轰诱导和激光诱导）以及起爆能量对直接起爆的影响。

第二篇为爆轰状态与爆轰波结构，内容包括第 5~7 章。

第 5 章首先明确了爆轰极限的基本概念，回顾了爆轰极限研究工作的发展历程。然后，通过实验测量不同初始压力下的混合气体在圆管中和环形管中的爆轰速率、爆轰结构和超压，分析各种混合气体爆轰极限的规律和胞格结构。

第 6 章介绍用于测量爆轰胞格的实验系统，基于该系统测量甲醇蒸气与氧气混合气体在各种初始状态下的爆轰胞格。引用相关文献中爆轰胞格的数据，分析

不同初始条件（如压力、当量比和惰性气体稀释）对胞格尺寸的影响。最后，提出几种预测胞格尺寸的方法，通过与实验数据的比较验证方法的正确性和可行性。

第 7 章介绍了一种测定爆轰临界管径的实验系统，通过实验对几种典型混合气体（C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-O_2、C_3H_8-O_2、C_2H_2-N_2O-$X\%$Ar 和 C_2H_2-O_2-$X\%$Ar）在不同初始压力下的临界管径进行测量。利用相关文献中临界管径的数据，得出各种混合气体的临界管径的规律。基于实验数据，提出几种预测临界管径的模型，并与实验数据对比，验证模型的合理性。

第三篇为直接起爆引起爆轰，内容包括第 8~10 章。

第 8 章首先分别建立高电压点火系统和爆炸波测量装置，确定电火花放电能量的计算方法，测定在空气中高压电火花产生爆炸波的参数，研究爆炸波的传播规律和特性。其次，把 1/4 周期放电能量与点爆炸的数值模拟结果进行对比，验证 Lee 关于 1/4 周期放电能量是引起直接起爆的有效起爆能量的论断。再次，对高压电点火各能量分布进行研究，从而为使用高压电火花作为起爆源的直接起爆的研究中计算有效点火能量提供依据。最后，通过实验得到 C_2H_2-2.5O_2 加入体积分数为 70%和 0%氩气混合气体在不同初始压力下引起球形爆轰的点火能量，进一步验证电流最初的 1/4 周期放电能量是引起直接起爆的有效能量的结论。

第 9 章建立可燃混合气体直接起爆临界能量测试系统。首先，测量了碳氢燃料（如 C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8 及 H_2）分别与氧气混合气体的直接起爆临界能量，研究不同初始条件对临界起爆能量的影响；其次，分析可燃气体与氧气混合气体临界能量规律，得出爆炸长度与胞格尺寸及诱导区长度之间的联系，并定量计算各物质爆轰敏感度；最后，开展燃料与不同氧化剂（如 N_2O 和 O_2）临界能量的研究，分析不同氧化剂对临界能量的影响。

第 10 章基于直接起爆临界能量的实验数据，提出几种预测临界能量的模型和方法，并分别和几种典型物质的临界能量实验数据进行对比，验证临界能量预测模型的正确性和可行性。

参考文献

[1] Eichert H, Fischer M. Combustion–related safety aspects of hydrogen in energy applications. Int J Hydrogen Energy, 1986, 11(2): 117–124.

[2] Fischer M. Safety aspects of hydrogen combustion in hydrogen energy systems. Int J Hydrogen Energy, 1986, 11(9): 593–601.

[3] Hord J. Is hydrogen a safe fuel? Int J Hydrogen Energy, 1978, 3(2): 157–176.

[4] Reider R, Edeskuty F J. Hydrogen safety problems. Int J Hydrogen Energy, 1979, 4: 41–50.

[5] Beauvais R, Mayinger F, Strube G. Turbulent flame acceleration–mechanisms and significance for safety considerations. Int J Hydrogen Energy, 1994, 19(8): 701–708.

[6] Kratzel T, Pantow E, Eichert H. Modelling of hydrogen combustion: turbulent flame acceleration and detonation. Int J Hydrogen Energy, 1996, 21(5): 407–414.

[7] Rigas F, Sklavounos S. Evaluation of hazards associated with hydrogen storage facilities. Int J Hydrogen Energy, 2005, 30: 1501–1510.

[8] Groethe M, Merilo E, Colton J, et al. Large-scale hydrogen deflagrations and detonations. Int J Hydrogen Energy, 2007, 32(13): 2125–2133.

[9] Zbikowski M, Makarov D, Molkov V. LES model of large scale hydrogeneair planar detonations verification by the ZND theory. Int J Hydrogen Energy, 2008, 33: 4884–4892.

[10] Be Dard–Tremblay L, Fang L, Melguizo–Gavilanes J, et al. Simulation of detonation after an accidental hydrogen release in enclosed environments. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34: 5894–5901.

[11] Petukhov V, Naboko I, Fortov V. Explosion hazard of hydrogeneair mixtures in the large volumes. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34(14): 5924–5931.

[12] Teodorczyk A, Drobniak P, Dabkowski A. Fast turbulent deflagration and DDT of hydrogeneair mixtures in small obstructed channel. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34(14): 5887–5893.

[13] Soury H, Mazaheri K. Utilizing unsteady curved detonation analysis and detailed kinetics to study the direct initiation of detonation in H_2-O_2 and H_2-air mixtures. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34: 9847–9856.

[14] Abel F A. Contributions to the history of explosive agents. Phil Trans R Soc, 1869, 159: 489–516.

[15] Berthelot M, Vielle P. On the velocity of propagation of explosive processes in gases. C R Hebd Sceances Acad Sci, 1881, 93: 18–21.

[16] Berthelot M, Vielle P. On explosive waves. C R Hebd Sceances Acad Sci, 1882, 94: 149–152.

[17] Chapman D L. On the rate of explosion in gases. Philos Mag, 1899, 47(284): 90–104.

[18] Jouguet E. On the propagation of chemical reaction in gases. J de Mathematiques Pures et Appliquees, 1905, l: 347–425.

[19] Fickett W, Davis W C. Detonation. Berkeley: University of California Press, 1979.

[20] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1940, 10(5): 543–681.

[21] von Neumann J. Theory of Detonation Wave. New York: Pergamon Press, 1963: 1903–1905.

[22] Doring W. On the detonation process in a gas. Annal Phys, 1943, 43: 421–436.

[23] 朱雨建. 迎面扰动作用下爆燃波与爆轰波传播特性的研究. 中国科学技术大学博士学位论文, 2008.

[24] Lee J H S, Soloukhin R I, Oppenheim A K. Current views on gaseous detonation. Acta Astronaut, 1969, 14: 564–584.

[25] Brinkley S R, Lewis B. On the Transition from Deflagration to Detonation. Proc Combust Inst, 1959, 7: 807–811.

[26] Karlovitz B. Selected Combustion Problems. London: Butterworths Scientific Publications, 1954: 248.

[27] Urtiew P, Oppenheim A K. A complete sequence of stroboscopic laser-schlieren records of the nonsteady flow field ahead of an accelerating turbulent. Proc Royal Soc Lond A, 1966, 295:13–28.

[28] Oppenheim A K, Laderman A J, Urtiew P A. The Onset of Retonation. Combust Flame, 1962, 6: 193–197.

[29] Lewis B, von Elbe G. Combustion, Flames, and Explosions of Gases. New York: Academic Press, 1987: 566.

[30] Kuo K K. Principles of Combustion. New York: Wiley, 2005.

[31] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[32] Shepherd J E, Lee J H S. Major Research Topics in Combustion. New York: Springer-Verlag, 1992: 439.

[33] Lee J H S, Moen I O. The mechans of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions. Progress in Energy and Combustion Science, 1980, 6(4): 359–389.

[34] Oran E, Gamezo V. Origins of the deflagration-to detonation transition in gas phase combustion. Combust Flame, 2007, 148: 4–47.

[35] Peraldi O, Knystautas R, Lee J H S. Criteria for transition to detonation in tubes. Proc Combust Inst, 1986, 22: 1629–1637.

[36] Dorofeev S B, Sidorov V P, Dvoinishnikov A E, et al. Deflagration to detonation transition in large scale confined volume of lean hydrogen-air mixtures.Combust Flame, 1996, 104: 95–110.

[37] Markstein G H. Nonsteady Flame Propagation. New York: Macmillan, 1964.

[38] Scarinci T, Thomas G O. Some Experiments on Shock-Flame Interactions. Berystwyth: Department of Physics,University of Wales, 1990.

[39] Scarinci T, Lee J H, Thomas G O, et al. Amplification of a pressure wave by its passage through a flame front.Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 152: 3–24.

[40] Thomas G O, Bambrey R, Brown C. Experimental observations of turbulent combustion and transition to detonation following shock-flame interaction. Combust Theory Modelling, 2001, 5: 573–594.

[41] Thomas G O, Sands C J, Bambrey R J, et al. Experimental observations of the onset of turbulent combustion following shock-flame interaction. Proceedings of the 16th ICDERS, 1997: 2–7.

[42] Wagner H G. Some Experiments about Flame Acceleration , Proc. International Specialists Conference on Fuel-Air Explosions. Waterloo:University of Waterloo Press, 1982: 77–79.

[43] Knystautas R, Lee J H S, Moen I O, et al. Direct initiation of detonation by a hot turbulent gas jet. Proc Combust Inst, 1978, 17: 1235–1245.

[44] Boni A A, Chapman M, Cook J L, et al. Turbulent combustion. AIAA Reston, 1978: 379.

[45] Khokhlov A M, Oran E S. Detonation initiation in a flame brush: the role of hot spots. Combust Flame, 1999, 119: 400–416.

[46] Khokhlov A M, Oran E S. Adaptive mesh numerical simulation of deflagration-to-detonation transition: the dynamics of hot spots. Reston: AIAA conference, 1999: 99–3439.

[47] Khokhlov A M, Oran E S, Chtchelkanova A Y, et al. Interaction of a shock with a sinusoidally perturbed flame.Combust Flame, 1999, 117: 99–116.

[48] Khokhlov A M, Oran E S, Thomas G O. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition: the role of shock-flame interactions in turbulent flames. Combust Flame, 1999, 117: 323–339.

[49] Oran E S, Khokhlov A M. Deflagrations, hot spots, and the transition to detonation.Phil Trans R Soc London, 1999, 357: 3539–3551.

[50] Oran E S, Khokhlov A M. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition. Reston: 37th Aerospace Sciences Meeting, 1999.

[51] Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations. Combustion and Flame, 1999, 116: 154–165.

[52] Gamezo V N, Khokhlov A M, Oran E S. Numerical simulations of ignition behind reflected shocks. Oakland: Proceedings of the Second Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, 2001.

[53] Gamezo V N, Khokhlov A M, Oran E S. Effects of boundary layers on ignition behind reflected shocks. Proc Combust Inst, 2002, 29: 2803–2808.

[54] Merzhanov A G. On critical conditions for thermal explosion of a hot spot. Combust Flame, 1966, 10: 341–348.

[55] Borisov A A. On the origin of exothermic centers in gaseous mixtures. Acta Astron, 1974, 1: 909–920.

[56] Zajac L J, Oppenheim A K. Dynamics of an explosive reaction center. AIAA, 1971, 9: 545–553.

[57] Meyer J W, Oppenheim A K. Coherence theory of the strong ignition limit.Combust Flame, 1971, 17: 65–68.

[58] Lee J H, Knystautas R, Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonations. Acta Astronautica, 1978, 5(11–12): 971–982.

[59] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 311–336.

[60] Jesuthasan A. Near-limit propagation of detonations in annular channels. Montreal: McGill University Master thesis, 2011.

[61] Camargo A, Ng H D, Chao J, et al. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes. Shock Waves, 2010, 20(6): 499–508.

[62] Eaton R, Zhang B, Bergthorson J M, et al. Measurement and chemical kinetic predictions of detonation cell size in methanol-oxygen mixtures. Shock Waves, 2012, 22(2): 173–178.

[63] Barthel H O. Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations. Phys Fluids, 1974, 17(8): 1547–1553.

[64] Denisov Y N, Troshin Y K. Structure of gaseous detonation in tubes. Sov Phys Tech Phys, 1960, 5(4): 419–431.

[65] Desbordes D. Aspects stationnaires et transitoires de la detonation dans les gaz: relation avec la structure cellulaire du front. Universite de Poitiers, 1990.

[66] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[67] Lee J H, Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1977, 28: 61–66.

[68] Laberge S, Atanasov M, Knystautas R, et al. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. Prog Astronaut Aero, 1993, 153: 381–396.

[69] Abid S, Dupre G, Paillard C. Oxidation of gaseous unsymmetrical dimethyl hydrazine at high temperatures and detonation of UDMH/O_2 mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1991, 153: 162–181.

[70] Pedley M D, Bishop C V, Benz F J, et al. Hydrazine vapor detonations. In Prog Astronaut. Aeronaut, 1988, 114: 45–63.

[71] Manzhalei V I, Mitrofanov V V, Subbotin V A. Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures. Combust Explos Shock Waves (USSR), 1974, 10(1): 89–95.

[72] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[73] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[74] Mitrofanov V V, Soloukhin R I. The diffraction of muti-front detonation waves. Sov Phy Dokl, 1965, 9(12): 1055–1058.

[75] Edwards D H, Hooper G, Morgan J M. An experimental investigation of the direct initiation of spherical detonations. Acta Astronautica, 1976, 3(1–2): 117–130.

[76] Carnasciali F, Lee J H S, Knystautas R, et al. Turbulent jet initiation of detonation. Combustion and Flame, 1991, 84(1–2): 170–180.

[77] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Direct measurement and relationship between critical tube diameter and critical energy for direct detonation initiation. Irvine, US: 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2011.

[78] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. The critical tube diameter and critical energy for direct initiation of detonation in C_2H_2/N_2O/Ar mixtures. Combustion and Flame, 2012, Accepted.

[79] 张博，白春华，Lee J H S. C_2H_2-2.5O_2-Ar 混合气体临界管径和爆轰胞格及临界起爆能量的实验研究. 北京理工大学学报. 2012, 32(3): 226–230

[80] Lafitte P. C R Acad Sci Paris, 1925, 177: 178.

[81] Lafitte P. Ann Phys10e Ser, 1925, (4): 487.
[82] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G. A study of spherical detonation in mixtures of methane and oxygen diluted by nitrogen. Phys Appl Phys, 1976, 9: 1991–2000.
[83] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G. Concentration limits to unconfined detonation of ethane–air. Combustion and Flame, 1979, 35: 27–40.
[84] Alekseev V I, Dorofeev S B, Sidorov V P. Direct initiation of detonations in unconfined gasoline sprays. Shock Waves, 1996, 6: 67–71.
[85] Knystautas R, Lee J H. On the effective energy for direct initiation of gaseous detonations. Combustion and Flame, 1976, 27: 221–228.
[86] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Measurement of effective blast energy for direct initiation of spherical gaseous detonations from high-voltage spark discharge. Shock Waves. 2012, 22(1): 1–7.
[87] Matsui H, Lee J H. Influence of electrode geometry and spacing on the critical energy for direct initiation of spherical gaseous detonations. Combustion and Flame, 1976, 27: 217–220.
[88] Berets D J, Greene E F, Kistiakowsky G J. hydrogen–oxygen system. Am Chem Soc, 1950, 7(2): 1080.
[89] Mooradian A J, Gordon W E. Gaseous detonation. I. initiation of detonation. Journal of Chem Phy, 1951, 19: 1166–1172.
[90] Norrish R G. The study of combustion by photochemical methods. 10th Int Symp On Combustion, 1965: 1–18.
[91] Norrish R G, Porter G, Thrush B A. Studies of the explosive combustion of hydrocarbons by kinetic spectroscopy. II. Comparative investigations of hydrocarbons and a study of the continuous absorption spectra. Proc R Soc Lond, 1955, A227: 423–433.
[92] Thrush B A. The homogeneity of explosions initiated by flash photolysis. Proc R Soc Lond, 1955, A233: 147–151.
[93] Klimkin V F, Soloukhin R I, Wolansky P. Initial stages of a spherical detonation directly initiated by a laser spark. Combustion and Flame, 1973, 21(1): 111–117.
[94] Kataoka H, Kato H, Ishii K. Direct initiation of acetylene-oxygen mixture using laser ablation. Minsk: Proceedings of the 22nd ICDERS, 2009.
[95] 解立峰，郭学永，果宏. 燃料-空气云雾爆轰的直接引爆实验研究. 爆炸与冲击，2003, 23(1): 78–80.
[96] 姚干兵，解立峰，刘家骢. 碳氢燃料云雾直接起爆感度的实验研究. 弹道学报，2006, 18(3): 9–13.
[97] Zhang B, Kamenskihs V, Ng H D, et al. Direct blast initiation of spherical gaseous detonations in highly argon diluted mixtures. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2265–2271.
[98] Zhang B, Ng H D, Mevel R, et al. Critical energy for direct initiation of spherical detonations in $H_2/N_2O/Ar$ mixtures. International Journal of Hydrogen Energy, 2011, 36(9): 5707–5716.
[99] Kamenskihs V, Ng H D, Lee J H S. Measurement of critical energy for direct initiation of spherical detonations in stoichiometric high-pressure H_2-O_2 mixtures. Combustion and Flame, 2010, 157(9): 1795–1799.
[100] 宋述忠，彭金华，陈网桦. 几种燃料云雾爆轰临界起爆能的研究. 爆炸与冲击, 2002, 22(4): 373–376.
[101] Lee J, Higgins A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation. The Royal Society of London Series A–Mathematical Physical and Engineering Science, 1999, 357(1764): 3503–3521.
[102] 北京工业学院八系编写组. 爆炸及其作用. 北京：国防工业出版社, 1979.
[103] 张宝平，张庆明，黄风雷. 爆轰物理学. 北京：兵器工业出版社, 2001.

第一篇　气相爆轰研究基础及现象

第 2 章　气相爆轰理论基础

2.1　爆轰波基本方程

2.1.1　守恒方程

在爆轰波两侧的一维稳定流场，在以爆轰波为参考对象的坐标系中，质量、动量、能量的基本守恒方程如图 2.1 所示。

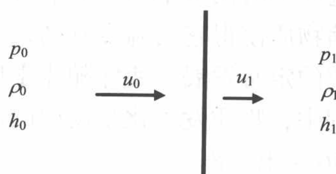


图 2.1　实验室坐标系下爆轰波两侧参数

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \tag{2.1}$$

$$p_0 + \rho_0 {u_0}^2 = p_1 + \rho_1 {u_1}^2 \tag{2.2}$$

$$h_0 + \frac{{u_0}^2}{2} = h_1 + \frac{{u_1}^2}{2} \tag{2.3}$$

下标“0”和“1”分别表示反应物和产物。式(2.1)~式(2.3)中的控制单元的上游和下游边界状态参数梯度可忽略，所以用显焓来替代式(2.3)中的焓：

$$h_0 + q + \frac{{u_0}^2}{2} = h_1 + \frac{{u_1}^2}{2} \tag{2.4}$$

q 是反应物和产物生成焓的差，$q = \sum_{i}^{\text{反应物}} x_i h_{f_i}^0 - \sum_{j}^{\text{产物}} x_j h_{f_j}^0$，所以在式(2.4)中的焓为显焓，$h = \int_{298.15}^{T} c_p \mathrm{d}T$，$c_p$ 是反应物或者产物的比热容。

为方便起见，把在标准条件下($p_0 = 1\,\text{atm}$[①]，$T_0 = 298.15\text{K}$)形成的焓作为标准焓，并用下标“0”表示初始状态。只有同时联立未知产物的守恒方程和化学平衡方程才能得出爆燃波或者爆轰波守恒方程的确切解，在这方面已有计算程序

① $1\text{atm} = 1.01325 \times 10^5\text{Pa}$。

STANJAN[1]和 CEA[2]，这些程序可简化热化学平衡的计算。在以后的讨论中，假设q为已知，并且为定常数。

对于反应物和产物，都可定义$h(p,\rho)$状态方程。对于理想气体，已知$h=c_pT$，$p=\rho RT$和$c_p-c_V=R$，$\gamma=c_p/c_V$，所以显焓的热状态方程表示为

$$h=\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} \tag{2.5}$$

2.1.2　爆轰反应方程

爆轰波阵面的结构可看成是冲击波波阵面区域和化学反应区域构成，但对波阵面内的化学反应进程等通过简单的模型结构不能解决。由于爆轰波阵面的前导部分为强冲击波，冲击波压缩物质使得它的温度升高，因而触发了化学反应。化学反应释放出的能量支持了波的定常发展，使伴随化学反应的冲击波转化成了定常传播的爆轰波。在爆轰过程中，物质发生化学反应的速度要比在一般燃烧的火焰中发生化学反应的速度快$10^3\sim10^8$倍。

如果在爆轰过程中发生了简单的化学反应 A→B，则反应进程变量可用单位质量反应区内流体微元中，单一反应产物的质量分数来表示。但在实际的爆轰波反应区内，所发生的化学反应要复杂得多。假设在气体爆轰中参加反应的有S种物质，有T种反应，令$n_i(i=1,2,\cdots,S)$为每单位质量的第i种物质的物质的量。这里n_i并不是独立的，它们通过化学反应方程相关联。因此，用一组反应进程变量$\Lambda_j(j=1,2,\cdots,t$，每个反应对应一个进程变量)来代替n_i更为方便。一般而言，Λ_j也不是一组独立变量。

1. 仅有一个基元化学反应

某一化学反应可表示为[3]

$$\sum_{i=1}^{S}a_ix_i=\sum_{i=1}^{S}b_ix_i \qquad i=1,2,\cdots,S \tag{2.6}$$

式中，a_i、b_i为量纲为一的化学计算系数(某些可为零)；x_i为第i种物质的分子。并引入净化学计量系数组：

$$\tilde{\upsilon}_i=b_i-a_i \tag{2.7}$$

则式(2.6)可写为

$$\sum_i\tilde{\upsilon}_ix_i=0 \tag{2.8}$$

对于反应物，$\tilde{\upsilon}_i$ 为负；对产物，$\tilde{\upsilon}_i$ 为正。如果同一物质既为反应物又作为产物出现，则 $\tilde{\upsilon}_i$ 取正数与负数的和值。

在化学反应进行时，不同化学物质的浓度变化率满足定比定律：

$$\frac{\dot{n}_1}{\tilde{\upsilon}_1}=\frac{\dot{n}_2}{\tilde{\upsilon}_2}=\frac{\dot{n}_3}{\tilde{\upsilon}_3}=\cdots=\frac{\dot{n}_S}{\tilde{\upsilon}_S} \tag{2.9}$$

对于每一个化学反应，定义化学进程的摩尔变量的化学速率：

$$\dot{\Lambda}=\frac{\dot{n}_1}{\tilde{\upsilon}_1}=\cdots=\frac{\dot{n}_S}{\tilde{\upsilon}_S} \tag{2.10}$$

每一个化学计量反应就可以用化学进程的摩尔变量的化学速率 $\dot{\Lambda}$ 来定义反应速率 $\tilde{r}$，即在单位时间内单位体积的化学系统的物质的量的变化率：

$$\tilde{r}=\rho\dot{\Lambda} \tag{2.11}$$

$\tilde{r}$ 还可由气体反应的质量作用定律表示：

$$\left.\begin{aligned}&\tilde{r}=K_{\mathrm{f}}\prod\nolimits_i C_i^{a_i}-K_{\mathrm{b}}\prod\nolimits_i C_i^{b_i}\\&C_i=\rho n_i\end{aligned}\right\} \tag{2.12}$$

式中，C_i 为物质的量浓度，即单位体积的物质的量；K_{f} 和 K_{b} 分别为向前和向后反应速率乘子。这些乘子通常用下列的阿伦尼乌斯方程形式表示：

$$K_{\mathrm{f}}=z\mathrm{e}^{-E/RT} \tag{2.13}$$

式中，E 为活化能；z 为常量乘子。K_{b} 的形式和 K_{f} 一样，只是 E 和 z 的值不一样。为了使气体动力学方程组能和化学动力学方程组联立求解，有必要将化学上常用的物质的量单位化成力学上的质量单位，因此，用质量分数 m_i 代替上述的单位质量的物质的量 n_i，用新的净化学计量系数 υ_i 代替原来的化学计量系数 $\tilde{\upsilon}_i$，用化学进程变量代替摩尔变量 Λ，用新的反应速率 r 代替上述的反应速率 $\tilde{r}$。

最后得出爆轰波阵面内的化学反应速率为

$$r=M\left[\rho^{a-1}K_{\mathrm{f}}\prod\nolimits_i(m_i/M_i)_i^a-\rho^{b-1}K_{\mathrm{b}}\prod\nolimits_i(m_i/M_i)_i^b\right] \tag{2.14}$$

式中，$a=\sum_{i=1}^{S}a_i;b=\sum_{i=1}^{S}b_i$；$m_i=n_iM_i$。

2. 多个基元化学反应

假设在反应区中有 S 种物质参加化学反应，并具有 T 个基元化学反应，则反

应方程组可写为

$$\sum_{i=1}^{S} a_{ji} x_i = \sum_{i=1}^{S} b_{ji} x_i \qquad j = 1, 2, \cdots, t \tag{2.15}$$

可得出爆轰波阵面内的化学反应速率为

$$r_j = M_j \left[\rho^{a_j - 1} K_{\mathrm{f}} \prod\nolimits_i (m_i / M_i)^{a_{ji}} - \rho^{b_j - 1} K_{\mathrm{b}} \prod\nolimits_i (m_i / M_i)^{b_{ji}} \right] \tag{2.16}$$

式中，$a_j = \sum_{i=1}^{S} a_{ji}; b_j = \sum_{i=1}^{S} b_{ji}$ 。

2.1.3　爆轰产物状态方程

爆轰产物状态方程是压力、密度和温度的复杂函数。由于气相爆轰产物处于高温高压状态，并且在爆轰瞬间各产物分子间还进行着复杂的化学动力学平衡过程，很难用实验方法直接确定其状态方程式，目前主要使用的是经验或者半经验的状态方程，其中一些参数需要实验确定。爆轰产物的状态方程，使用较多的是 BKW 状态方程和 Abel 状态方程。

1. BKW 状态方程

BKW 状态方程来源于 1922 年拜克尔提出的稠密气体状态方程：

$$pv = nRT \left[\left(1 + \frac{b}{v} \mathrm{e}^{\frac{b}{y}} \right) - \frac{a}{v^2} + \frac{h}{v^7} \right] \tag{2.17}$$

1941 年，Kistiakowsky 和 Wilson 将式(2.17)修正为

$$\left.\begin{aligned} pv &= nRT(1 + x\mathrm{e}^{\beta x}) \\ x &= K \sum \frac{x_i k_i}{v(T + \theta)^a} \end{aligned}\right\} \tag{2.18}$$

式(2.18)称为 BKW 方程。其中，v 为气态爆轰产物分子比容；x_i 为产物中 i 种气体的组分；k_i 为第 i 种气体的余容因子；a、β、K 和 θ 为经验确定的常数。

2. Abel 状态方程

Abel 提出的余容状态方程为

$$\left.\begin{aligned} p(v-\alpha) &= nRT \\ p &= \rho nRT/(1-\alpha\rho) \end{aligned}\right\} \tag{2.19}$$

式中，α为余容；$n=1/M_n$为气体产物平均分子质量的倒数；R为气体常量。通过式(2.19)的状态方程可分别计算各爆轰参数。

2.2　爆轰基本模型

2.2.1　CJ 理论

19 世纪 80 年代，有学者发现爆炸过程的本质就是爆轰波沿爆炸物的传播过程；并发现爆轰一旦被激发，就会以较为稳定的速度传播，其速度通常比火焰速度要快几个数量级。在爆轰波理论研究中，Chapman[4]和 Jouguet[5]各自独立地提出一套理论，即 CJ 爆轰理论。该理论以热力学及流体动力学理论为依据，把爆轰波视为伴随有化学反应热放出的强间断面快速向未反应物传播的现象，提出并论证了爆轰波稳定传播的条件及其表达式，从而为爆轰静态参数(如压力、速度和温度等)的理论计算奠定了基础。2.3.2 节将详细讨论爆轰 CJ 解的相关性质。

2.2.2　ZND 模型

CJ 理论能够很好地预测理想状况下爆轰波的传播现象，然而 CJ 理论完全忽视了爆轰的结构(也即爆轰波从反应物到产物的转变过程)，因此它不能用于解释爆轰波的传播机理。Zeldovich[6]、von Neumann[7]和 Doring[8]提出的 ZND 模型如图 2.2 所示，由爆轰的 ZND 模型可知，爆轰波是一种伴随化学反应热放出的强间断面的传播。爆轰波波阵面产生热动力学参数(如压力、温度)的强间断，而紧随波阵面之后的是泰勒稀疏波。

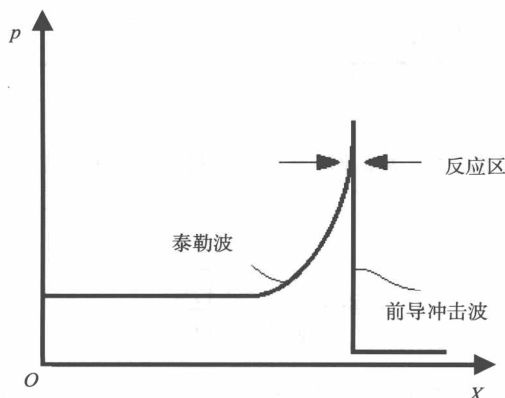


图 2.2　一维 ZND 模型结构图

2.3 爆轰波、爆燃波基本关系

2.3.1 瑞利线和雨果尼奥曲线

爆轰波是由初始状态经过热动力学过程到达反应终态，由守恒方程(2.1)和式(2.2)得

$$\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1} = {\rho_0}^2{u_0}^2 = {\rho_1}^2{u_1}^2 = \dot{m}^2 \tag{2.20}$$

式中，$v = 1/\rho$ 为比容；$\dot{m} = \rho u$ 为单位面积质量流量，由式(2.20)可知

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} \tag{2.21}$$

因此，如使 $\dot{m}$ 为正，要求如果 $v_0 > v_1$(或者 $\rho_0 < \rho_1$)，那么 $p_1 > p_0$；如果 $v_0 < v_1$(或者 $\rho_0 > \rho_1$)那么 $p_1 < p_0$。定义 $x = v_1/v_0 = \rho_0/\rho_1$，和 $y = p_1/p_0$，在 p-v 坐标系中，如图 2.3 所示，非阴影区为正解区域，$y<1$，$x>1$ 为爆燃波解，而 $y>1$，$x<1$ 对应于爆轰解。

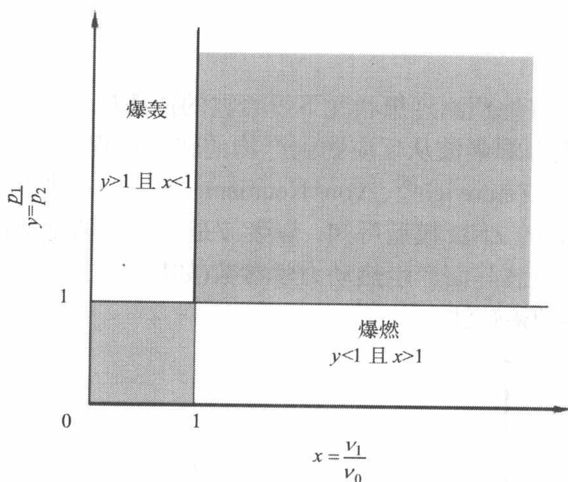


图 2.3 P-v 坐标系中爆燃和爆轰存在区域

式(2.21)又表示为

$$\dot{m} = \sqrt{\left(\frac{y-1}{1-x}\right)\frac{p_0}{v_0}} \tag{2.22}$$

爆轰波上游区的声速和马赫数表示为：$c_0 = \sqrt{\gamma_0 p_0 v_0}$，$M_0 = u_0/c_0$，代入式

(2.22)得

$$\gamma_0 M_0{}^2 = \frac{y-1}{1-x}$$

或者

$$y = (1+\gamma_0 M_0{}^2) - (\gamma_0 M_0{}^2)x \tag{2.23}$$

式(2.23)在 x-y 坐标系中是斜率为 $-\gamma_0 M_0{}^2$ 的直线。式(2.23)代表从初始状态(1,1)到状态 (x, y) 的热力学路径，即所谓的瑞利线。由该式可知爆轰波速度与瑞利线的斜率的平方根成正比关系。

瑞利线的斜率也表示为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}} = -\frac{y-1}{1-x} \tag{2.24}$$

由式(2.20)可得

$$u_0{}^2 = \frac{1}{\rho_0{}^2}\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}$$

或

$$u_1{}^2 = \frac{1}{\rho_1{}^2}\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}$$

代入式(2.4)，得

$$h_1 - (h_0 + q) = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_0 + v_1) \tag{2.25}$$

式(2.25)就是雨果尼奥曲线，通过雨果尼奥曲线可对给定的上游状态计算而得到下游状态方程。由于 $h = e + pv$，所以雨果尼奥曲线除了用焓(h)表示之外，也可用内能(e)表示，式(2.25)转化为

$$e_1 - (e_0 + q) = \frac{1}{2}(p_1 + p_0)(v_0 - v_1) \tag{2.26}$$

式(2.25)和式(2.26)都是根据热力学定律直接推导而得到，因此这些方程都可适用于气体、液体或者固体介质的热力学参数计算。

利用式(2.19)得出的理想气体热量状态方程，在雨果尼奥曲线中用 p 和 v 来代替 h，式(2.26)也可表示为

$$y=\frac{\dfrac{\gamma_0+1}{\gamma_0-1}-x+2q'}{\dfrac{\gamma_1+1}{\gamma_1-1}x-1} \tag{2.27}$$

式中，$q'=q/p_0v_0$，该方程也可简化为

$$(y+\alpha)(x-\alpha)=\beta \tag{2.28}$$

式中，$\alpha=\dfrac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}$；$\beta=\dfrac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}\left(\dfrac{\gamma_0+1}{\gamma_0-1}-\dfrac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}+2q'\right)$。

由式(2.28)可知，对于理想气体，雨果尼奥曲线是等轴双曲线。由于解必须同时满足瑞利线和雨果尼奥曲线，所以从反应物到产物的状态转变过程也即沿着瑞利线从初始状态($x=y=1$)出发到终态(x,y)的过程，并且和雨果尼奥曲线相交，如图 2.4 所示。

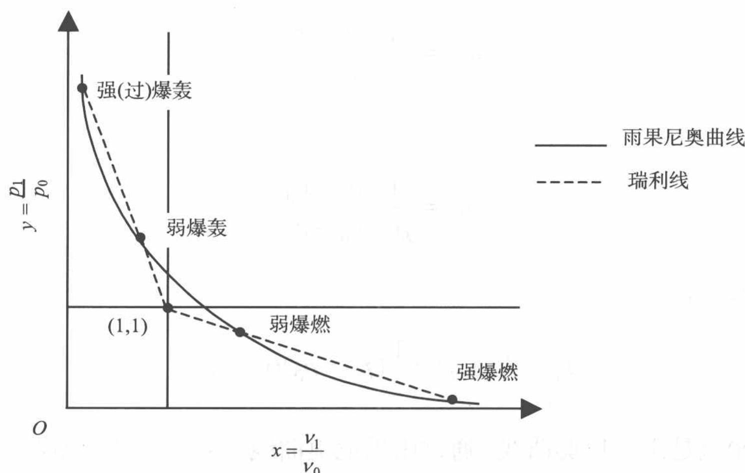


图 2.4　瑞利线和雨果尼奥曲线

如果 q 或者 q' 等于零，式(2.28)或者式(2.27)为非反应性冲击波雨果尼奥曲线。假设化学反应缓慢进行，释放的化学能量即为 λq ($0\leqslant\lambda\leqslant1$ 表示化学反应的进程)，那么就可用雨果尼奥曲线束来表示对应于每个 λ 的状态轨迹。

如果 $q=0$ (或者 $\lambda=0$)，则雨果尼奥曲线经过初始状态点 $x=y=1$，也即冲击波雨果尼奥曲线；如果 $q>0$ 则雨果尼奥曲线位于冲击波雨果尼奥曲线之上，不会与初始状态点相交。$x=1$ 和 $y=1$ 两条相交的垂直线分别表示爆轰波定容和定压解。在定容解和定压解之间的解，也即 $x>1$ 并且 $y>1$，由式(2.22)可知 $\dot{m}$ 为虚数，

表明不存在正根。如果要存在正根，则必须满足边界条件：$x>1$ 且 $y<1$，或者 $x<1$ 且 $y>1$。因此，定容解和定压解划分了雨果尼奥曲线中爆轰和燃烧的边界。由式(2.27)可得当 $y\to\infty$ 时，$x\to(\gamma_1-1)/(\gamma_1+1)$，表明在穿越强冲击波后密度的极限为 $\rho_1/\rho_0\to(\gamma_1+1)/(\gamma_1-1)$；当 $x\to\infty$ 时，y 为负值，因此，要使 y 为正，就必须满足：$x<(\gamma_0+1)/(\gamma_0-1)+2q'$，否则就没有物理意义。

由式(2.28)可知，雨果尼奥曲线的斜率和曲率分别为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}=-\frac{y+\alpha}{x-\alpha} \tag{2.29}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2}\right)_{\mathrm{H}}=2\frac{y+\alpha}{(x-\alpha)^2} \tag{2.30}$$

由于 $\gamma_1>1$（也即 $\alpha>0$），由式(2.30)可知雨果尼奥曲线的曲率恒为正，所以雨果尼奥曲线是一向上凹的曲线。对于 q' 不为 0 的雨果尼奥曲线，其都位于初始状态 $x=y=1$ 以上，因此，通常情况下瑞利线和雨果尼奥曲线的爆轰波上支和爆燃波下支都有两个交点，上支的两个交点由上到下分别被称为强爆轰和弱爆轰，下支的两个交点由上到下分别被称为弱爆燃和强爆燃。如果瑞利线和雨果尼奥曲线的爆轰波上支和爆燃波下支分别相切，在 CJ 状态时爆轰波存在速度最小值，而爆燃波存在速度最大值。

2.3.2　CJ 解的性质讨论

所谓 CJ 解，也称为相切解，即瑞利线和雨果尼奥曲线相切时得到的两个解，一个为爆轰速率的最小值解，另一个为爆燃速度的最大值解，如图 2.5 所示。

由于 CJ 解可提供守恒定律的一个额外条件，所以不需要考虑爆轰波的具体传播机理而只需从守恒定律出发就可得到 CJ 解。然而 CJ 解是否具有物理意义就得看这些解是否和实验结果吻合。对于爆轰波，其相切解和实验非常吻合，然而在实验中并没有发现燃烧波的最大速度解，因此对于燃烧波最大速度解的理论还需要进一步完善。

我们首先讨论 CJ(或相切)解的常规性质。

CJ 解 (x^*,y^*) 也就是联立式(2.24)和式(2.29)，并使其等价，可得

$$y^*=\frac{-x^*(1-\alpha)}{1+\alpha-2x^*}=\frac{-x^*}{\gamma_1-(\gamma_1+1)x^*} \tag{2.31}$$

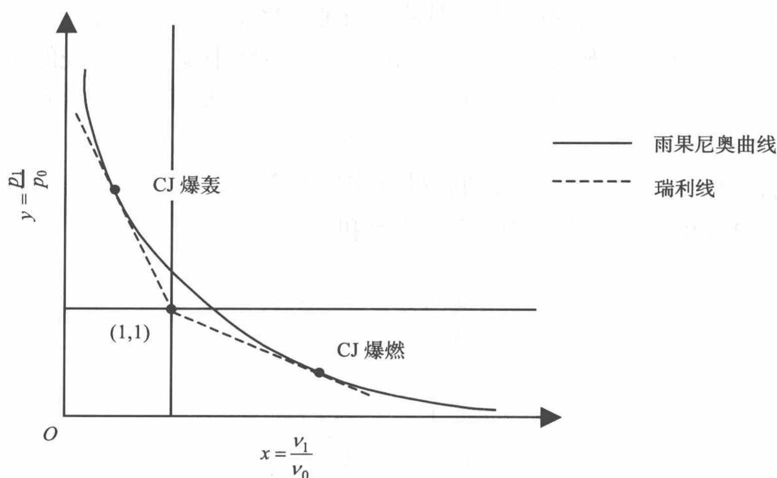


图 2.5 相切解(CJ 解)

把式(2.31)代入式(2.24)，得到 CJ 点的斜率为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}}^{*}=-\frac{y^{*}-1}{1-x^{*}}=\frac{\gamma_1}{\gamma_1-(\gamma_1+1)x^{*}} \tag{2.32}$$

分子分母同时乘以 x^{*}，并利用式(2.31)，瑞利线的斜率为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}}^{*}=\frac{\gamma_1 x^{*}}{[\gamma_1-(\gamma_1+1)x^{*}]x^{*}}=-\frac{\gamma_1 y^{*}}{x^{*}}=\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}^{*} \tag{2.33}$$

另外，爆轰产物必须满足等熵条件，也即 $pv^{\gamma_1}=\mathrm{const}$ 或者 $yx^{\gamma_1}=\mathrm{const}$，因此等熵线的斜率为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{S}=-\frac{\gamma_1 y}{x} \tag{2.34}$$

下标“S”表示等熵，把式(2.34)和式(2.33)进行比较，得出在 CJ 点时，瑞利线、雨果尼奥曲线、等熵线的斜率都相等，即

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}}^{*}=\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}^{*}=\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{S}^{*} \tag{2.35}$$

把等熵线的斜率用声速来表示为

$$c_1^2 = \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\rho}\right)_S = -\nu_1^2\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\nu}\right)_S = -p_0\nu_0x^2\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_S \tag{2.36}$$

或

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_S = -\frac{c_1^2}{p_0\nu_0x^2} \tag{2.37}$$

由式(2.20)可知

$${u_1}^2 = \frac{1}{{\rho_1}^2}\frac{p_1-p_0}{\nu_0-\nu_1} = \nu_1^2\frac{p_1-p_0}{\nu_0-\nu_1} = p_0\nu_0x^2\frac{y-1}{1-x} \tag{2.38}$$

由式(2.38)和式(2.24)可知，瑞利线的斜率表示为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}} = -\frac{u_1^2}{p_0\nu_0x^2} \tag{2.39}$$

在 CJ 点时，瑞利线斜率应该等于等熵线斜率，联立式(2.39)和式(2.36)可得

$$\frac{u_1^{*2}}{p_0\nu_0x_1^2} = \frac{c_1^{*2}}{p_0\nu_0x_1^2} \quad 或者 \quad \left(\frac{u_1^*}{c_1^*}\right)^2 = {M_1^*}^2 = 1 \tag{2.40}$$

由此得出，CJ 爆轰或者爆燃的下游流场马赫数为 1。Jouguet 用声速下游流场条件来得到爆轰解，而 Chapman 利用爆轰的最小速度理论得到同样的爆轰解，因此通过以上的分析可知，Chapman 的最小速度理论和 Jouguet 的声速理论在本质上是等价的，但是在某些情况下声速条件并不等价于化学平衡条件(如病态爆轰)。

2.3.3　雨果尼奥关系讨论

假设理想气体其化学能量的释放速率恒定(即能量的释放不依赖波后状态)，就可用含有马赫数(M_0)的代数表达式描述其波后(p_1 、 ρ_1 、 T_1)和波前(p_0 、 ρ_0 、 T_0)的状态。因为该理论最早是由雨果尼奥创立，所以被称为雨果尼奥理论。

由 2.3.1 节已经得到，瑞利线的表达式为

$$y = (1+\gamma_0{M_0}^2) - (\gamma_0{M_0}^2)x \tag{2.41}$$

雨果尼奥曲线的表达式为

$$y = \frac{\dfrac{\gamma_0+1}{\gamma_0-1} - x + 2q'}{\dfrac{\gamma_1+1}{\gamma_1-1}x - 1} \tag{2.42}$$

如果瑞利线和雨果尼奥曲线相交，则联立式(2.41)和式(2.42)，消去 y 可得

$$x^2 - 2\frac{\gamma_1(\gamma_0+\eta)}{\gamma_0(\gamma_1+1)}x + \frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}\left[1+2\eta\left(\frac{1}{\gamma_0-1}+\bar{q}\right)\right] = 0 \tag{2.43}$$

式中，$\eta = 1/M_0^2$，表示爆炸波强度；$\bar{q} = q'/\gamma_0 = q/\gamma_0 p_0 v_0 = q/c_0^2$，从式(2.43)解出 x，得

$$x = \frac{v_1}{v_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\gamma_1(\gamma_0+\eta\pm S)}{\gamma_0(\gamma_1+1)} \tag{2.44}$$

式中

$$S = \sqrt{\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}-\eta\right)^2 - K\eta} \tag{2.45}$$

并且

$$K = \frac{2\gamma_0(\gamma_1+1)}{\gamma_1^2}\left[\frac{\gamma_1-\gamma_0}{\gamma_0-1} + \gamma_0(\gamma_1-1)\bar{q}\right] \tag{2.46}$$

式(2.44)中的“±”符号对应于该二次方程的两个根，正号表示弱爆轰(或者强爆燃)，而负号是指强爆轰(或弱爆燃)，如果两个根重合，即为 CJ 解，此时 $S=0$，$\eta=\eta^*$。当 $S=0$，由式(2.46)可得

$$\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}-\eta^*\right)^2 - K\eta^* = 0 \tag{2.47}$$

解出 η^*，可得

$$\eta^* = \frac{1}{M_{CJ}^2} = \frac{\gamma_0}{\gamma_1}\left(1 - \frac{2}{1\pm\sqrt{1+\dfrac{\gamma_0}{\gamma_1}\dfrac{4}{K}}}\right) \tag{2.48}$$

式(2.48)中“±”对应于 CJ 爆轰(“+”)和 CJ 爆燃(“−”)的相切解。

对于通常的爆炸性混合物，如果是燃料空气混合物，$\bar{q}$ 约为 30，如果是燃料和氧气混合物，$\bar{q}$ 略大于 30，K 的值通常比较大，故 $1/K \ll 1$。因此，将根号内的代数式用泰勒公式展开：

$$\sqrt{1+\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\frac{4}{K}}=1+2\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\right)\frac{1}{K}+O\left(\frac{1}{K^2}\right)=1+\frac{2}{K}\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\right) \tag{2.49}$$

因此，对于 CJ 爆轰式(2.48)可写成

$$\eta^*=\frac{1}{M_{\mathrm{CJ}}^2}\approx\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\left(1-\frac{2}{1+\left[1+\frac{2}{K}\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\right)+\cdots\right]}\right)\approx\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1}\right)^2\frac{1}{K} \tag{2.50}$$

由式(2.50)可知，如果 $\gamma_0\approx\gamma_1$，得

$$K\approx 2(\gamma_1^2-1)\bar{q} \tag{2.51}$$

因此，$\eta^*\approx\dfrac{1}{2(\gamma_1^2-1)\bar{q}}$

或

$$(M_{\mathrm{CJ}})_{\text{爆轰}}\approx\sqrt{2(\gamma_1^2-1)\bar{q}} \tag{2.52}$$

而对于 CJ 爆燃，在式(2.48)中取“–”，因此

$$(M_{\mathrm{CJ}})_{\text{爆燃}}\approx\frac{1}{\sqrt{2(\gamma_1^2-1)\bar{q}}} \tag{2.53}$$

在通常情况下 $S\neq 0$，由式(2.44)可知密度比 ρ_1/ρ_0 为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0}=\frac{\gamma_0(\gamma_1+1)}{\gamma_1(\gamma_0+\eta\pm S)} \tag{2.54}$$

利用质量守恒方程(即 $\rho_0 u_0=\rho_1 u_1$)，得到质点速度比为

$$\frac{u_1}{u_0}=\frac{\gamma_1(\gamma_0+\eta\pm S)}{\gamma_0(\gamma_1+1)} \tag{2.55}$$

利用动量守恒方程(即 $p_0+\rho_0u_0^2=p_1+\rho_1u_1^2$)，得

$$y=\frac{p_1}{p_0}=\frac{\gamma_0+\eta\mp\gamma_1S}{(\gamma_1+1)\eta} \tag{2.56}$$

式(2.54)~(2.56)是把运动的爆轰波视为静止，而坐标系以速度 D 运动，如果互换参考对象，把爆轰波视为运动，而把坐标系视为静止，则通过坐标系的变换得到如图 2.6 所示坐标系。

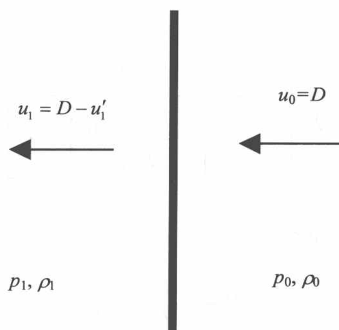


图 2.6　运动坐标系中爆轰波阵面两侧参数

式(2.54)~(2.56)为实验室坐标系中密度、质点速度、压力在波前和波后的变化，在图 2.6 坐标系中，由质量守恒可知：$\rho_0D=\rho_1(D-u_1')$，并代入式(2.55)，得

$$\frac{u_1'}{D}=\frac{\gamma_0-\gamma_1(\eta\pm S)}{\gamma_0(\gamma_1+1)} \tag{2.57}$$

由于 $p_0=\rho_0D^2\eta/\gamma_0$，代入式(2.56)可得

$$\frac{p_1}{\rho_0D^2}=\frac{\gamma_0+\eta\mp S}{\gamma_0(\gamma_1+1)} \tag{2.58}$$

式(2.54)~(2.58)是爆轰波两侧状态的瑞利-雨果尼奥表达式，这类似于在非反应性介质中冲击波的基本关系式，在式(2.46)中，取 $\bar{q}=0$ 即为非反应性介质中常规冲击波瑞利-雨果尼奥表达式，即

$$\frac{\rho_1}{\rho_0}=\frac{\gamma+1}{(\gamma-1)+2\eta} \tag{2.59}$$

$$\frac{u_1}{u_0}=\frac{(\gamma-1)+2\eta}{\gamma+1} \tag{2.60}$$

$$\frac{u_1'}{D}=\frac{2}{\gamma+1}(1-\eta) \tag{2.61}$$

$$\frac{p_1}{p_0}=1+\frac{2\gamma}{\gamma+1}\left(\frac{1}{\eta}-1\right) \tag{2.62}$$

或

$$\frac{p_1}{\rho_0 D^2}=\frac{\gamma+1}{(\gamma-1)+2\eta} \tag{2.63}$$

对于 CJ 爆轰($S=0$)， $M_{\mathrm{CJ}}\gg 1(\eta_{\mathrm{CJ}}\ll 1)$，式(2.59)、式(2.61)和式(2.63)简化为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0}=\frac{\gamma+1}{\gamma} \tag{2.64}$$

$$\frac{u_1'}{D}=\frac{1}{\gamma+1} \tag{2.65}$$

$$\frac{p_1}{\rho_0 D^2}=\frac{1}{\gamma+1} \tag{2.66}$$

而在非反应性气体中强冲击波的关系式为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0}=\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \tag{2.67}$$

$$\frac{u_1'}{D}=\frac{p_1}{\rho_0 D^2}=\frac{2}{\gamma+1} \tag{2.68}$$

2.3.4　沿着雨果尼奥曲线熵的变化规律

Becker 和 Scorah[9]利用熵来证明 CJ 解的合理性，并讨论沿着雨果尼奥曲线熵的变化规律。

把式(2.26)雨果尼奥曲线改写为无量纲形式，即

$$\overline{e}_1-(\overline{e}_0+q')=\frac{1}{2}(y+1)(1-x) \tag{2.69}$$

式中， $\overline{e}=e_1/p_0v_0$； $\overline{e}_0=e_0/p_0v_0$； $q'=q/p_0v_0$。把式(2.69)微分，得到沿着雨果尼奥曲线内能的变化曲线为

$$\left(\frac{\mathrm{d}\overline{e}}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}=\frac{1}{2}(1-x)\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}-\frac{1}{2}(y+1) \tag{2.70}$$

由热力学第二定律可知：$de = TdS - pdv$，其中，S 代表熵，该等式也可化为无量纲方程：$d\bar{e} = xyd\bar{S} - ydx$，其中，$\bar{S} = S/R$。该式沿着雨果尼奥曲线微分得

$$\left(\frac{d\bar{e}}{dx}\right)_H = xy\left(\frac{d\bar{S}}{dx}\right)_H - y \tag{2.71}$$

联立式(2.70)和式(2.71)可得

$$\frac{1}{2}(1-x)\left(\frac{dy}{dx}\right)_H - \frac{1}{2}(y+1) = xy\left(\frac{d\bar{S}}{dx}\right)_H - y \tag{2.72}$$

解该方程可得出沿着雨果尼奥曲线熵的变化，即

$$\left(\frac{d\bar{S}}{dx}\right)_H = \frac{1-x}{2xy}\left[\left(\frac{dy}{dx}\right)_H + \frac{y-1}{1-x}\right] \tag{2.73}$$

把式(2.24)代入式(2.73)，得

$$\left(\frac{d\bar{S}}{dx}\right)_H = \frac{1-x}{2xy}\left[\left(\frac{dy}{dx}\right)_H - \left(\frac{dy}{dx}\right)_R\right] \tag{2.74}$$

在 CJ 点时，雨果尼奥曲线的斜率等于瑞利线斜率，因此式(2.74)为

$$\left(\frac{d\bar{S}}{dx}\right)_H^* = 0 \tag{2.75}$$

因此，熵在 CJ 点的时候具有极值。对式(2.73)进行二次微分，得到等熵线的曲率：

$$\begin{aligned}\left(\frac{d^2\bar{S}}{dx^2}\right)_H = &-\left[\frac{1}{2x^2y} + \frac{1-x}{2xy^2}\left(\frac{dy}{dx}\right)_H\right]\left[\left(\frac{dy}{dx}\right)_H + \frac{y-1}{1-x}\right] \\ &+ \frac{1-x}{2xy}\left[\left(\frac{d^2y}{dx^2}\right)_H + \frac{1}{1-x}\left(\frac{dy}{dx}\right)_H + \frac{y-1}{(1-x)^2}\right]\end{aligned} \tag{2.76}$$

把式(2.24)代入式(2.76)，并且已知雨果尼奥曲线的斜率等于瑞利线斜率，因此在 CJ 点时，等熵线的曲率为

$$\left(\frac{d^2\bar{S}}{dx^2}\right)_H^* = \frac{1-x^*}{2x^*y^*}\left(\frac{d^2y}{dx^2}\right)_H^* \tag{2.77}$$

由于雨果尼奥曲线的曲率恒为正，所以等熵线的曲率正负取决于$1-x^*$的大小，对于爆轰分支曲线，$x^*<1$，所以等熵线的曲率为正；对于爆燃分支曲线，

$x^* > 1$，因此等熵线的曲率为负。

由此可见：CJ 爆轰熵具有最小值，而 CJ 爆燃熵具有最大值。对于强爆轰 $(\mathrm{d}\bar{S}/\mathrm{d}x)_\mathrm{H} < 0$，而对于弱爆轰 $(\mathrm{d}\bar{S}/\mathrm{d}x)_\mathrm{H} > 0$。

波后边界条件能否影响燃烧波的传播速度，取决于燃烧波后的流场速度是声速还是亚声速。如果燃烧波后的流场速度是亚声速，由于燃烧波两侧需满足能量守恒，所以必须满足波后的边界条件。如果此时的波速亦为亚声速，波后流场则对波的上游区产生扰动，并最终改变上游区的初始条件。因此，燃烧波后速度特性对于判断流场条件非常重要。

假设 p 为关于 S 和 v 的函数，即 $p(S,v)$，并对其进行全微分

$$\mathrm{d}p(S,v) = \left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_v \mathrm{d}S + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S \mathrm{d}v \tag{2.78}$$

沿着雨果尼奥曲线微分，可得

$$\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}v}\right)_\mathrm{H} = \left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_v \left(\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}v}\right)_\mathrm{H} + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S \tag{2.79}$$

由于 $\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_v$ 可写成

$$\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_v = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial e}\right)_v \left(\frac{\partial e}{\partial S}\right)_v \tag{2.80}$$

由热力学第一、第二定律可知：$c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T}\right)_v, T = \left(\frac{\partial e}{\partial S}\right)_v$ 和 $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v} = \frac{p}{T}$

所以式(2.80)可写成

$$\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}v}\right)_\mathrm{H} = \frac{p}{c_v}\left(\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}v}\right)_\mathrm{H} + \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}v}\right)_S$$

把该方程化为无量纲参量为

$$\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{H} = (\gamma_1 - 1)y\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{H} + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_S \tag{2.81}$$

以上方程把雨果尼奥曲线的斜率和等熵线的斜率与熵的变化相关联。

由式(2.74)解出雨果尼奥曲线的斜率并代入式(2.81)可得

$$(\gamma_1 - 1)y\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{H} + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_S = \frac{2xy}{1-x}\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{H} + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_\mathrm{R} \tag{2.82}$$

或者等价的方程为

$$y(\gamma_1+1)\frac{\frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}-x}{1-x}\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}=\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{R}}-\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)_{S} \tag{2.83}$$

利用式(2.39)和式(2.37)所得瑞利线和等熵线的斜率并代入式(2.83)可得

$$y(\gamma_1+1)\frac{\frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}-x}{1-x}\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}=\frac{c_1^2-u_1^2}{x^2p_0\nu_0}=\frac{\gamma_1 y}{x}(1-M_1^2) \tag{2.84}$$

或者简化为

$$\frac{(\gamma_1+1)}{\gamma_1}\left(\frac{\mathrm{d}\bar{S}}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{H}}\left(\frac{\frac{\gamma_1-1}{\gamma_1+1}-x}{1-x}\right)x=1-M_1^2 \tag{2.85}$$

对于爆轰解，x的取值范围为：$(\gamma_1-1)/(\gamma_1+1)<x<1$，因此，由式(2.85)可知，$1-M_1^2$的符号与等熵线沿着雨果尼奥曲线的导数相反。对于强爆轰，$(\mathrm{d}\bar{S}/\mathrm{d}x)_{\mathrm{H}}<0$，因此$1-M_1^2>0$，可得$M_1<1$，燃烧波波后的速度相对燃烧波波速是亚声速；对于弱爆轰，$(\mathrm{d}\bar{S}/\mathrm{d}x)_{\mathrm{H}}>0$，所以$1-M_1^2<0$，故$M_1>1$，因此，波后的速度是超声速；然而对于雨果尼奥曲线的爆燃分支，$x>1$，因此$1-M_1^2$的符号与等熵线的导数相同，也即对于弱爆燃，波后速度是亚声速，而对于强爆燃，波后速度是超声速，结果如表 2.1 所示。

表 2.1　燃烧波沿着雨果尼奥曲线熵的变化规律

燃烧波	解类型	$(\mathrm{d}\bar{S}/\mathrm{d}x)_{\mathrm{H}}$	$(\mathrm{d}^2\bar{S}/\mathrm{d}x^2)_{\mathrm{H}}$	M_1	波后流速
爆轰波	强爆轰	–	+	<1	亚声速
	CJ 爆轰	0	+	=1	声速
	弱爆轰	+	+	>1	超声速
爆燃波	强爆燃	+	–	>1	超声速
	CJ 爆燃	0	–	=1	声速
	弱爆燃	–	–	<1	亚声速

如果波后流场是亚声速，波后的边界条件就会影响波的传播，因此无论是强爆轰还是弱爆燃都依赖于其波后的条件。对于强爆轰，波后的边界条件对波的影响范围扩展至波前，但不会超越波前，因为爆轰本身是以超声速的速度传播，但通过波后的边界条件，如粒子的速度或者活塞速度等，利用守恒定律来得出强爆轰解。对于弱爆轰，波后边界条件对波的影响范围可以超越波前甚至可到达波前的反应区。因此，仅仅通过波后的边界条件，利用守恒定律将不能得到弱爆燃的速度。而无论对于弱爆轰和强爆燃，波后的流场若为超声速，则波后的边界条件不能影响波的传播。

2.3.5 爆燃波的基本方程和关系

1. 爆燃波

由于爆燃波的状态很大程度上受边界条件的影响，所以爆燃波在传播过程中极不稳定性，为了解爆燃波在传播过程中的性质，本节讨论雨果尼奥曲线中爆燃波解的特点。

2.3.2 节和 2.3.4 节已经得出，爆燃波的熵在 CJ 状态时具有最大值，弱爆燃波后的流场速度是亚声速，而强爆燃后的流场速度为超声速，从初始状态出发的瑞利线与爆燃波分支曲线相交，靠近 CJ 状态的是弱爆燃，沿着瑞利线从弱爆燃过渡到强爆燃必然产生稀疏波，然而通过实验证明该过程中稀疏波并不存在，因此，通常情况下雨果尼奥曲线中爆燃波分支只存在弱爆燃解。

对于弱爆燃，波前和波后速度相对波阵面都是亚声速，波后的扰动可传播至波前并影响波前，因此在求解弱爆燃波传播速度时，必须考虑波后的边界条件。例如，在密闭管道中的爆燃波，波后粒子的速度近似为零，而在开口管道中的爆燃波，其下游产物的压力相当于开口管道的环境压力。

2. 基本守恒方程

为了阐述爆燃波传播的边界条件对其影响，假设爆燃波产生于密闭管道，则在波后粒子的速度为零，由于爆燃波波阵面导致介质密度下降(或者比容上升)，所以当爆燃波在反应物中传播，波前的反应物将会在产物扩散方向上产生位移，假设反应物的初始速度为零，那么爆燃波的位移效应相当于活塞运动产生一个在反应波前的冲击波，如图 2.7 所示，其中下标“f”表示爆燃波，“Sh”表示前导冲击波。

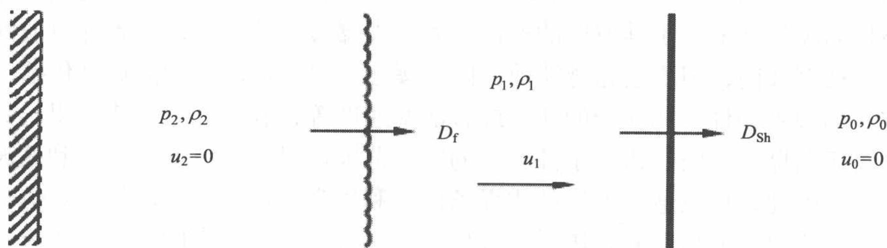


图 2.7　实验室坐标系下爆燃波运动参数

粒子的位移速度可由爆燃波两侧的质量守恒得到

$$\rho_1(D_f - u_1) = \rho_2 D_f \tag{2.86}$$

解出 u_1 可得

$$\frac{u_1}{D_f} = 1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} = 1 - \frac{v_1}{v_2} \tag{2.87}$$

对于理论配比的燃料-空气混合气体，爆燃波两侧的密度比为 6 或 7，因此粒子位移的速度约为爆燃波速度的 85%。

对于不同的火焰速度 D_f，爆燃波前的速度 u_1 和前导冲击波的强度也不同，由于雨果尼奥曲线依赖于初始状态，所以对于不同的燃烧速度，雨果尼奥平衡曲线也将不同，由式(2.27)可知，雨果尼奥曲线的表达式为

$$y = \frac{\dfrac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - x + 2\dfrac{q}{p_1 v_1}}{\dfrac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1}x - 1} \tag{2.88}$$

由于考虑前导冲击波两侧的状态变化，故用 γ_1、γ_2 区分，然而在通常情况下，由于前导冲击波马赫数并不大，所以其两侧的 γ 变化非常小，为了方便起见，可近似为 $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$。

前导冲击波两侧满足质量守恒定律，即

$$\rho_0 D_{Sh} = \rho_1(D_{Sh} - u_1) = \dot{m}_{Sh} \tag{2.89}$$

同时，反应波两侧也满足质量守恒定律：

$$\rho_1(D_f - u_1) = \rho_2 D_f = \dot{m}_f \tag{2.90}$$

3. 爆燃波解的特点

从式(2.89)和式(2.90)解出 u_1 可得

$$u_1 = \dot{m}_{\mathrm{Sh}}\left(\frac{1}{\rho_0}-\frac{1}{\rho_1}\right) = \dot{m}_{\mathrm{f}}\left(\frac{1}{\rho_2}-\frac{1}{\rho_1}\right) \tag{2.91}$$

爆燃波和流场的马赫数分别定义为

$$M_{\mathrm{f}} = \frac{D_{\mathrm{f}} - u_1}{c_1} \text{ 和 } M_1 = \frac{D_{\mathrm{Sh}} - u_1}{c_1}$$

因此式(2.91)可化为

$$M_1\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}-1\right) = M_{\mathrm{f}}\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}-1\right) \tag{2.92}$$

冲击波两侧密度比的表达式可由瑞利-雨果尼奥方程得到

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M_{\mathrm{Sh}}^2}{2+(\gamma-1)M_{\mathrm{Sh}}^2} \tag{2.93}$$

式中，$M_{\mathrm{Sh}} = D_{\mathrm{Sh}}/c_0$，在冲击波波后的流场马赫数用 M_{Sh} 表达为

$$M_1^2 = \frac{2+(\gamma-1)M_{\mathrm{Sh}}^2}{2\gamma M_{\mathrm{Sh}}^2-(\gamma-1)} \tag{2.94}$$

或

$$M_{\mathrm{Sh}}^2 = \frac{2+(\gamma-1)M_1^2}{2\gamma M_1^2-(\gamma-1)} \tag{2.95}$$

将式(2.94)代入式(2.93)可得

$$\frac{\rho_1}{\rho_0}-1 = \frac{2}{\gamma+1}\left(\frac{1}{M_1^2}-1\right) \tag{2.96}$$

由式(2.44)可知 CJ 波两侧的密度比为

$$x_{\mathrm{CJ}} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma+\eta_{\mathrm{CJ}}}{\gamma+1} = \frac{\gamma M_{\mathrm{CJ}}^2+1}{(\gamma+1)M_{\mathrm{CJ}}^2} \tag{2.97}$$

式中，$M_{\mathrm{CJ}}=M_{\mathrm{f}}$。把式(2.96)和式(2.97)代入式(2.93)，可得

$$\left(\frac{1}{M_1}-M_1\right)=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{M_{\mathrm{CJ}}}-M_{\mathrm{CJ}}\right) \tag{2.98}$$

该式把 CJ 爆燃波前流场的位移速度和 CJ 马赫数关联。

由式(2.46)和式(2.47)可知

$$(1-\eta_{\mathrm{CJ}})^2-K\eta_{\mathrm{CJ}}=0 \tag{2.99}$$

或

$$\left(\frac{1}{M_{\mathrm{CJ}}}-M_{\mathrm{CJ}}\right)^2=K=2(\gamma^2-1)\bar{q} \tag{2.100}$$

所以式(2.98)可化为

$$\left(\frac{1}{M_1}-M_1\right)^2=\frac{(\gamma^2-1)\bar{q}}{2}=\frac{(\gamma^2-1)}{2}\frac{q}{c_1^2} \tag{2.101}$$

式中，c_1 为爆燃波和前导冲击波之间气体的声速，并由式(2.93)和式(2.95)，得

$$\left(\frac{1-M_1^2}{M_1}\right)^2=\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^2\left(\frac{M_1}{M_{\mathrm{Sh}}}\right)^2\left(\frac{M_{\mathrm{Sh}}^2-1}{M_{\mathrm{Sh}}}\right)^2 \tag{2.102}$$

由前导冲击波两侧质量守恒和式(2.89)，得

$$M_{\mathrm{Sh}}=\frac{D_{\mathrm{Sh}}}{c_0}=\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)\left(\frac{D_{\mathrm{Sh}}-u_1}{c_1}\right)\left(\frac{c_1}{c_0}\right)=\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)M_1\left(\frac{c_1}{c_0}\right) \tag{2.103}$$

或

$$\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2=\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^2\left(\frac{M_1}{M_{\mathrm{Sh}}}\right)^2 \tag{2.104}$$

代入式(2.102)，得

$$\left(\frac{1-M_1^2}{M_1}\right)^2=\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2\left(\frac{M_{\mathrm{Sh}}^2-1}{M_{\mathrm{Sh}}}\right)^2 \tag{2.105}$$

代入式(2.101)，可得

$$\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2\left(\frac{M_{\text{Sh}}^2-1}{M_{\text{Sh}}}\right)^2=\frac{(\gamma^2-1)}{2}\frac{q}{c_1^2} \tag{2.106}$$

或

$$\left(\frac{M_{\text{Sh}}^2-1}{M_{\text{Sh}}}\right)^2=\frac{(\gamma^2-1)}{2}\frac{q}{c_0^2} \tag{2.107}$$

由式(2.52)可知，对于 CJ 爆轰：

$$M_{\text{CJ}}^2=2(\gamma^2-1)\frac{q}{c_0^2} \tag{2.108}$$

代入式(2.107)，得

$$\left(\frac{M_{\text{Sh}}^2-1}{M_{\text{Sh}}}\right)^2=\frac{M_{\text{CJ}}^2}{4} \tag{2.109}$$

最终得到

$$\frac{M_{\text{Sh}}}{M_{\text{CJ}}}\approx\frac{1}{2} \tag{2.110}$$

这表明在同一种爆炸性气体中，CJ 爆燃前导冲击波的马赫数约为 CJ 爆轰马赫数的一半。CJ 爆燃速度对应爆燃最大的速度，而由 Lee[10]研究表明，在爆燃波转化为爆轰之前，爆燃波的速度必须达到其最大值。

2.4　强点源爆炸引起爆轰问题

2.4.1　强点源爆炸波

通过理想的点源爆炸源进行直接起爆是得到球面爆轰最简单的起爆模型之一，在理论上也比较容易对其描述。例如，用 Neumann[11]、Sedov[12]、Taylor[13]的自相似解分析在靠近起爆源处的流场中强爆炸波的衰减规律。当爆炸波不断向外扩展，持续释放的化学能促使强爆炸波发展为过驱爆轰，在爆炸波传播过程中化学能最终起主导作用，使得爆炸波逐渐发展为 CJ 爆轰。Zeldovich[6]最早对在爆

炸波衰减过程中爆炸波能量和化学能释放之间关系进行了研究，并且提出爆炸波的强度正比于爆炸波球面内能量的平均密度，根据这样的假设，得

$$M_{\text{Sh}}^2 = A\left\{\frac{E_0 + \frac{4}{3}\pi(R_{\text{Sh}} - \varDelta_{\text{R}})^3 \rho_0 Q}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{Sh}}^3}\right\} \tag{2.111}$$

式中，A 为比例常数；E_0 为爆炸波能量；R_{Sh} 为爆炸波半径；Q 为单位质量的化学能；ρ_0 为混合气体的初始密度；$\varDelta_{\text{R}}$ 为反应区长度。爆炸波在传播过程中的示意图如图 2.8 所示。

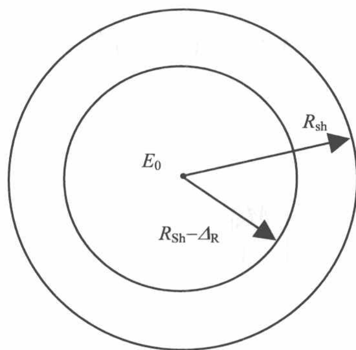


图 2.8　爆炸波示意图

把式(2.111)改写为

$$n = \frac{m}{r^3} + \left(1 - \frac{1}{r}\right)^3 \tag{2.112}$$

式中，$n = \dfrac{M_{\text{Sh}}^2}{A\rho_0 Q}$；$m = \dfrac{E_0}{\rho_0 Q \frac{4}{3}\pi \varDelta_{\text{R}}^3}$；$r = \dfrac{R_{\text{Sh}}}{\varDelta_{\text{R}}}$。

参数 n 、m 和 r 分别表示冲击波强度、爆炸能量和爆炸半径。当 $r \leqslant 1$ 时，化学能在爆炸波传播过程中不起作用，爆炸波的衰减规律为：$M_{\text{Sh}} \propto 1/r^3$；当爆炸波传播距离较大时，爆炸波的强度趋于 CJ 状态，也即 $M_{\text{Sh}} \to M_{\text{CJ}}$。

在大小各异的起爆能量 m 下，爆炸强度 n 与爆炸半径 r 的关系如图 2.9 所示。从图 2.9 中可知，爆炸波迅速衰减到 CJ 爆轰强度以下的最小值然后再加速并最后趋近于 CJ 状态，因此，爆炸能量具有最小值，低于这个最小值化学能就不能支持爆炸波重新加速至最终的 CJ 爆轰。Zeldovich 由此认为爆炸波持续的时间应该至

少等于该混合气体爆轰诱导时间，并提出如要直接起爆引起爆轰，点火能量必须大于最小起爆能量，这个最小起爆能量就是临界起爆能量。

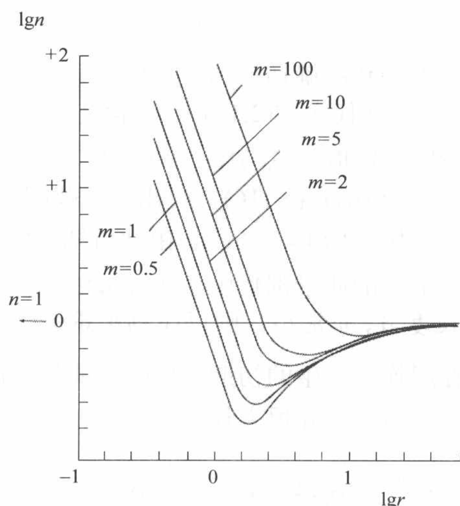


图 2.9　爆炸强度与爆炸半径的关系图[10]

2.4.2　强点爆炸波衰减规律讨论

Bach 等[14]考虑到爆炸波衰减其实是一个非均相流场，并对 Zeldovich 理论进行改进，得出了化学能与爆炸波传播半径 R_{Sh} 的关系：

$$E_{chem} = \int_0^{R_{Sh}-\varDelta_R} \rho(r,t) Q 4\pi r^2 dr \tag{2.113}$$

该方程成立的前提条件是化学反应区长度忽略不计，并且在反应区 $\varDelta_R$ 中没有能量损失。在这个方程中密度的函数 $\rho(r,t)$ 和反应区长度需要通过对其他的守恒方程求解才能确定。通过对非反应性爆炸波的研究发现，如果爆炸波满足质量、动量和能量守恒，那么爆炸波的衰减其实对爆炸波后流场几乎没有影响。由此得出密度的指数函数表达式为

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0}\left(\frac{r}{R_{Sh}}\right)^q \tag{2.114}$$

由质量的积分得到指数 q 的表达式为

$$\rho_0 \frac{4}{3}\pi R_{Sh}^3 = \int_0^{R_{Sh}} \rho 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi R_{Sh}^3 \rho_0}{q+3}\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right) \tag{2.115}$$

因此

$$q = 3\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1\right) \tag{2.116}$$

需要指出的是，密度函数的确切表达式可能不是如式(2.114)，但是如果使用式(2.116)中得到的指数q，并代入式(2.114)，则满足质量守恒。

对于强爆炸波，密度的比值为$\rho_1/\rho_0=(\gamma+1)/(\gamma-1)$，而对于 CJ 爆轰波，该比值为$\rho_1/\rho_0=(\gamma+1)/\gamma$。利用式(2.116)，得出$q$的范围为：$3/r \leqslant q \leqslant 6/(r-1)$。如果$r=1.4$，则$q$的范围为：$2.14 \leqslant q \leqslant 15$。由此可知，爆炸波前和波后的密度是高阶指数函数，所以大部分的质量都集中于爆炸波波前。因此，如果爆炸波非常强，爆炸波的反应区长度$\varDelta_{\mathrm{R}}$非常小，则反应物很难燃烧，导致物质所释放的化学能量非常少，所以在爆炸波产生的初期，爆炸波能量控制着爆炸波的衰减。

爆炸波传播过程中总能量的守恒方程为

$$E_0 + \int_0^{R_{\mathrm{Sh}}-\varDelta_{\mathrm{R}}} \rho Q 4\pi r^2 \mathrm{d}r = \int_0^{R_{\mathrm{Sh}}} \rho\left(e + \frac{u^2}{2}\right) 4\pi r^2 \mathrm{d}r \tag{2.117}$$

左式的第一项表示起爆源的能量，第二项是燃烧所释放的化学能。右式表示由物质起爆能量与化学能量转化为物质的内能和动能之和。

由于物质的初始内能$\int_0^{R_{\mathrm{Sh}}} \rho_0 e_0 4\pi r^2 \mathrm{d}r$与化学能相比非常小，所以可忽略。并定义如下无量纲参数：

$$\xi = \frac{r}{R_{\mathrm{Sh}}},\quad \psi = \frac{\rho}{\rho_0},\quad \phi = \frac{u}{\dot{R}_{\mathrm{Sh}}} \quad 和 \quad \omega = \frac{p}{\rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2}$$

因而式(2.117)可转化为

$$E_0 + 4\pi R_{\mathrm{Sh}}^3 \rho_0 Q I_1 = 4\pi R_{\mathrm{Sh}}^3 \rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 I_2 \tag{2.118}$$

式中，$I_1 = \int_0^{1-\frac{\varDelta_{\mathrm{R}}}{R_{\mathrm{Sh}}}} \psi \xi^2 \mathrm{d}\xi$；$I_2 = \int_0^1 \left(\frac{\omega}{\gamma-1} + \frac{\psi\phi^2}{2}\right)\xi^2 \mathrm{d}\xi$；$\dot{R}_{\mathrm{Sh}} = \frac{\mathrm{d}R_{\mathrm{Sh}}}{\mathrm{d}t}$为爆炸波速度。将式(2.114)和式(2.116)代入，可得到

$$I_1 = \frac{1}{3}\left(1 - \frac{\varDelta_{\mathrm{R}}}{R_{\mathrm{Sh}}}\right)^{q+3}$$

因此，由式(2.118)可得

$$M_{\mathrm{Sh}}^2=\frac{\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2}{c_0^2}=\frac{1}{I_2}\left(\frac{E_0}{\rho_0 c_0^2 4\pi R_{\mathrm{Sh}}^3}+\frac{Q}{c_0^2}I_1\right) \tag{2.119}$$

由于 $c_0^2=\dfrac{\gamma p_0}{\rho_0}$ 和 $R_0=\left(\dfrac{E_0}{P_0}\right)^{\frac{1}{3}}$，所以，式(2.119)转化为

$$M_{\mathrm{Sh}}^2=\frac{1}{4\pi\gamma I_2}\left(\frac{R_0}{R_{\mathrm{Sh}}}\right)^3+\frac{Q}{3c_0^2 I_2}\left(1-\frac{\Delta_{\mathrm{R}}}{R_{\mathrm{Sh}}}\right)^{q+3} \tag{2.120}$$

如图 2.10 所示，在最初阶段，爆炸波能量控制着爆炸波的传播，并随着爆炸半径的扩大，爆炸波强度以 $1/R_{\mathrm{Sh}}^3$ 的速率迅速衰减。与此同时化学能随着爆炸半径的扩大也迅速上升，并逐渐影响爆炸波的传播。当爆炸波衰减至最小值时，爆炸波在后续的化学能的作用下重新加速，并以 $(1-\Delta_{\mathrm{R}}/R_{\mathrm{Sh}})^{q+3}$ 的速率传播，并最终趋于 CJ 爆轰状态。

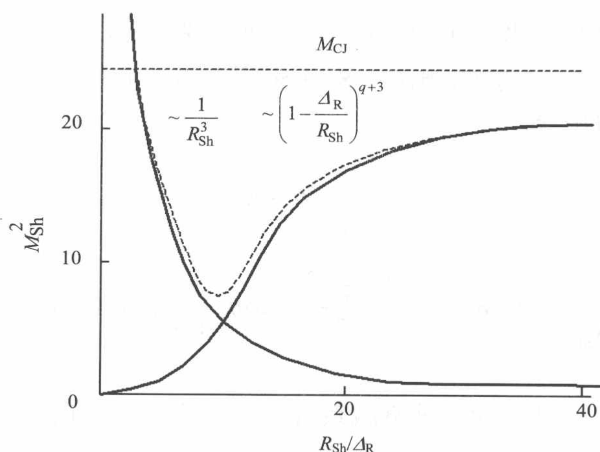


图 2.10　爆炸波强度与距离的关系示意图[10]

当爆炸波传播的距离(R_{Sh}/R_0)较小时，式(2.120)右边的第一项在爆炸波的传播过程中起主导作用，因此爆炸波的强度为

$$M_{\mathrm{Sh}}^2\approx\frac{E_0}{\rho_0 c_0^2 4\pi R_{\mathrm{Sh}}^3 I_2} \tag{2.121}$$

当爆炸波传播至较长距离时，式(2.120)右边第二项控制着爆炸波的传播特征。传播距离如果趋于无穷大，则 $\Delta_{\mathrm{R}}/R_{\mathrm{Sh}}\to 0$ ，爆炸波的强度也趋于稳定的 CJ 爆轰状态： $M_{\mathrm{Sh}}\to M_{\mathrm{CJ}}$ 。爆炸波强度为

$$M_{\rm Sh}^2 = M_{\rm CJ}^2 = \frac{QI_1}{c_0^2 I_2} \approx \frac{Q}{c_0^2 I_2}\int_0^1 \psi\xi^2 {\rm d}\xi \tag{2.122}$$

因此，得到 $M_{\rm Sh}^2 = M_{\rm CJ}^2 \approx Q/3c_0^2 I_2$，也即 $I_2 \to Q/3c_0^2 M_{\rm CJ}^2$。$I_2$ 是变量，随着爆炸波的传播状态而改变，当爆炸波在起爆源处时，则满足强爆炸波解；而当爆炸波不断向外扩展，并最终接近 CJ 爆轰时，由于 $M_{\rm Sh} \to M_{\rm CJ}$ 并且 $R_{\rm Sh}/\varDelta_{\rm R} \to \infty$，则由式(2.108)可知 $M_{\rm CJ}^2 = 2(\gamma^2-1)Q/c_0^2$，故 $I_2 \to 1/[6(\gamma^2-1)]$。因此，当 $\gamma = 1.4$ 时，在强爆炸波极限时，$I_2 = 0.423$，而在爆炸波传播距离无限远时($M_{\rm Sh} \to M_{\rm CJ}$)，$I_2 \to 0.1736$。从而得出 $0.1736 \leqslant I_2 \leqslant 0.423$，由此可见，当爆炸波由强爆炸波发展至 CJ 爆轰时，I_2 的值变化幅度较小。

2.4.3　爆炸波能量方程

方程(2.120)给出了爆炸波强度随距离的变化关系，但如果要通过该方程解出爆炸波能量，则需要额外的条件来确定 I_2 和反应区长度 $\varDelta_{\rm R}$。

由于 I_2 仅依赖于密度和质点速度，所以如果要确定 I_2 的值，就必须预先得出爆炸波波后质点压力和速度的函数。Sakurai[15]，Bach 和 Lee[16]利用式(2.114)得到质点速度和压力的函数，即

$$\frac{u}{\dot{R}_{\rm Sh}} = \phi = \phi_1 \xi \tag{2.123}$$

$$\frac{p}{\rho_0 \dot{R}_{\rm Sh}^2} = \omega = \omega_1 - \frac{\psi_1(1-\xi^{q+2})}{q+2}\left[2\theta\eta\left(\frac{{\rm d}\phi_1}{{\rm d}\eta}\right) + \phi_1(1-\phi_1-\theta)\right] \tag{2.124}$$

式中，$\theta = \dfrac{R_{\rm Sh}\ddot{R}_{\rm Sh}}{\dot{R}_{\rm Sh}^2}$，表示爆炸波衰减系数。联立式(2.124)和式(2.114)，积分 I_2 表示为

$$I_2 = \frac{\omega_1}{3(\gamma-1)} + \frac{\psi_1\phi_1^2}{2(q+5)} - \frac{\psi_1(1-\xi^{q+2})}{q+2}\left[2\theta\eta\left(\frac{{\rm d}\phi_1}{{\rm d}\eta}\right) + \phi_1(1-\phi_1-\theta)\right] \tag{2.125}$$

ψ_1、ω_1、ϕ_1 在爆炸波波前的边界条件由瑞利-雨果尼奥方程求解得出。而要确定式(2.125)中的参数 θ 还需要另外一个方程，这从 θ 自身的定义可以得到。因此，公式 θ 的表达式转化为

$$\frac{{\rm d}\eta}{{\rm d}z} = \frac{-2\eta\theta}{z} \tag{2.126}$$

式中，$z = R_{\text{Sh}} / R_0$ 为爆炸波半径的无量纲参数。式(2.120)能量的积分方程可以由 z 和 η 来表示：

$$1 = Q\pi\gamma z^3 \left\{ \frac{I_2}{\eta} - \frac{Q}{3c_0^2}\left(1 - \frac{\epsilon}{z}\right)^{q+3} \right\} \tag{2.127}$$

式中，$\epsilon = \varDelta_{\text{R}} / R_0$，为反应区长度的无量纲参数，当爆炸波强度变化时，要确定 ϵ 还需要另外一个方程。理论上 I_2、θ 及反应区长度的表达式已经足够对能量积分方程进行求解，但由于各个参数相互依赖性非常弱，所以在实际中对能量方程的直接积分非常困难。但由于爆炸波在每个瞬间的能量依赖于爆炸波球面的平均密度，所以可定义一个等价的化学能：

$$Q_{\text{e}} = Q\left(1 - \frac{\epsilon}{z}\right)^{q+3} \tag{2.128}$$

并且基于以下假设：①在紧随波前之后的反应区中没有化学能的作用；②化学能只在爆炸波波前释放；③爆炸波球面内的平均能量密度相等。

通过以上的假设可得出：只有在波前才有化学能的释放，并且爆炸波的波前是不连续的。反应性爆炸波(即爆轰波)的边界条件为

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \psi_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - S + \eta} \tag{2.129}$$

$$\frac{u_1}{\dot{R}_{\text{Sh}}} = \phi_1 = \frac{1 + S - \eta}{\gamma + 1} \tag{2.130}$$

$$\frac{p_1}{\rho_0 \dot{R}_{\text{Sh}}^2} = \omega_1 = \frac{\gamma + \gamma S + \eta}{\gamma(\gamma + 1)} \tag{2.131}$$

式中，$S = [(1 - \eta^2) - K\eta]^{\frac{1}{2}}$；$K = 2(\gamma^2 - 1)\dfrac{Q_{\text{e}}}{c_0^2}$。

对于过驱爆轰，当 $M_{\text{Sh}} \gg 1$(或者 $\eta \ll 1$)时，$S \to 1$，因此可得

$$\psi_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \text{ 和 } \phi_1 = \omega_1 = \frac{2}{\gamma + 1} \tag{2.132}$$

当爆炸波趋于 CJ 爆轰时，$M_{\text{Sh}} \to M_{\text{CJ}}$，则 $S = 0$，得

$$\psi_1 \to \frac{\gamma + 1}{\gamma} \text{ 和 } \phi_1 = \omega_1 \to \frac{1}{\gamma + 1} \tag{2.133}$$

由式(2.128)可知，化学能依赖于爆炸波半径(或者曲率)，也即 $z = R_{\text{Sh}} / R_0$，也

依赖于爆炸波的强度η(η是指数q和反应区长度$\varDelta_{\mathrm{R}}$的函数)。由于$q=3\left(\psi_1-1\right)$，而在强爆炸波状态下密度的比率$\psi_1=\rho_1/\rho_0$基本保持恒定，并有一个极值为$\psi_1=(\gamma+1)/(\gamma-1)$，所以$q\approx 6/(\gamma-1)$。而当温度非常高时反应区的长度$\varDelta_{\mathrm{R}}$也基本恒定。因此，把反应区的长度近似为达到CJ爆轰状态时反应区长度，即$\varDelta_{\mathrm{R}}\approx\varDelta_{\mathrm{R}_{\mathrm{CJ}}}$，并且用函数$G(\eta)$来描述在自点火极限附近的反应区长度的变化，因为$\varDelta_{\mathrm{R}}$通常随着爆炸波温度(或者强度)衰减而呈指数级增长。因此，式(2.128)近似为

$$Q_{\mathrm{e}}=Q\left(1-\frac{\varDelta_{\mathrm{R}_{\mathrm{CJ}}}/R_0}{R_{\mathrm{Sh}}/R_0}\right)^{\frac{6}{\gamma-1}}G(\eta)=Q\left(1-\frac{\delta}{z}\right)^{\frac{6}{\gamma-1}}G(\eta) \tag{2.134}$$

$G(\eta)$定义为

$$G(\eta)=\begin{cases}\dfrac{\left(1-\dfrac{\eta}{\eta_0}\right)^2\left(1-\dfrac{3\eta_{\mathrm{CJ}}}{\eta_0}+\dfrac{2\eta}{\eta_0}\right)}{\left(1-\dfrac{\eta_{\mathrm{CJ}}}{\eta_0}\right)^3}, & \eta_{\mathrm{CJ}}\leqslant\eta\leqslant\eta_0\\ 1, & 0\leqslant\eta\leqslant\eta_{\mathrm{CJ}}\\ 0, & \eta\geqslant\eta_0\end{cases} \tag{2.135}$$

式(2.135)是低阶多项式并且在边界条件对$\partial G(\eta)/\partial\eta$进行连续微分。由于化学能$Q_{\mathrm{e}}$依赖于爆炸波半径(或者曲率)，因此$Q_{\mathrm{e}}$的表达式为

$$Q_{\mathrm{e}}=\begin{cases}0, & z\leqslant\delta\\ Q\left(1-\dfrac{\delta}{z}\right)^{\frac{6}{\gamma-1}}, & z>\delta,0\leqslant\eta\leqslant\eta_{\mathrm{CJ}}\\ Q\left(1-\dfrac{\delta}{z}\right)^{\frac{6}{\gamma-1}}G(\eta), & z>\delta,\eta_{\mathrm{CJ}}\leqslant\eta\leqslant\eta_0\\ Q, & z\geqslant\delta,\eta=\eta_{\mathrm{CJ}}\end{cases} \tag{2.136}$$

当$z\leqslant\delta$和$\eta\geqslant\eta_0$时，$G(\eta)=0$，得到$Q_{\mathrm{e}}=0$，表明这时没有化学能的释放。式(2.135)和式(2.136)都定义了爆炸波传播中断的条件(即η_0)，因此为了使爆炸波能顺利传播并最后发展至CJ爆轰状态，就必须有最小的起爆能量。当起爆能量非常小(也即爆炸长度$R_0\sim 0$)，爆炸波衰减就会非常迅速，爆炸波的强度接近中断的临界条件($\eta\to\eta_0$)，所以$z<\delta$，$Q_{\mathrm{e}}=0$。由于没有化学能量的释放，所以是非反应性爆炸波衰减。如果起爆能量比较大，并且$\delta/z<1$，爆炸波的曲率在传播过程中起主导作用，而随着爆炸波半径的扩大，化学能逐渐释放并开始影响爆炸波的

传播，使得爆炸波曲率逐渐变小，并使爆炸波衰减速率变缓。而如果产生爆炸波强度不够大，将导致爆炸波衰减至自点火临界值以下。由于 $\eta \to \eta_0$，导致 $G(\eta) \to 0$，所以化学能释放不足以支持爆炸波继续传播，导致爆炸波不能形成爆轰，并最终衰减为声波。如果要使爆炸波最后发展为爆轰波，爆炸波的能量必须能够保证当爆炸波衰减至最小值时，后续的化学能量足以支持爆炸波继续传播至 CJ 爆轰状态。

为了得到爆炸波随着距离的衰减规律，可直接联立式(2.121)和 I_2、θ 以及式(2.124)中的边界条件 $\mathrm{d}\phi_1/\mathrm{d}\eta$ 来求解。图 2.11 是爆炸波的衰减曲线，其中 $\delta = \Delta_{\mathrm{R_{CJ}}}/R_0$。从图 2.11 中可知，通过以上推导得出的起爆过程以及起爆能量等特征都与数值计算符合。

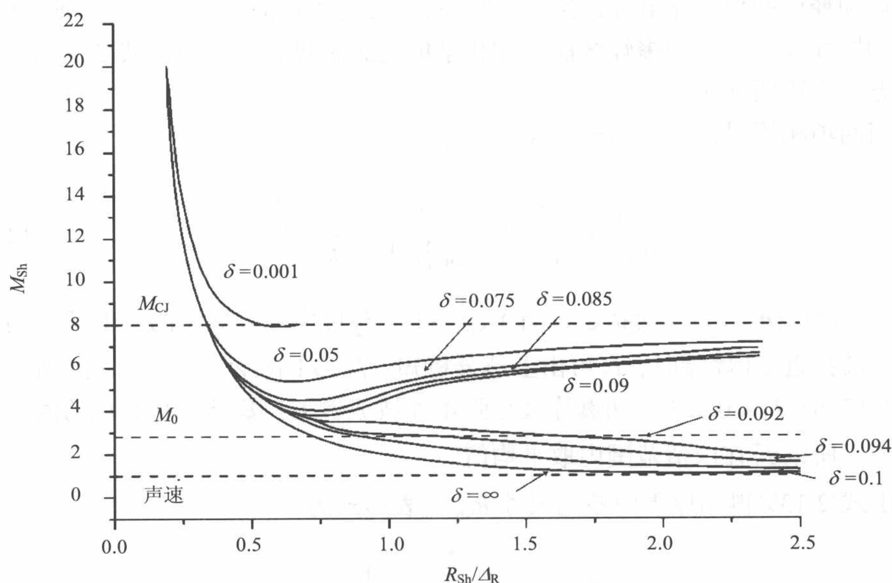


图 2.11　爆炸波随扩散半径的衰减关系图[10]

由图 2.11 中也可知，δ 存在临界值 δ_0，并决定爆炸波能否最后形成爆轰波。当 $\delta < \delta_0$，爆炸波衰减至最小值但仍可以再加速至 CJ 爆轰状态；如果 $\delta > \delta_0$，爆炸波持续衰减，后续的化学能不足以支持爆炸波继续传播，导致爆炸波最终衰减至声波。

临界起爆能量也由 δ_0 得到

$$\delta_0 = \frac{\Delta_{\mathrm{R_{CJ}}}}{R_0} = \Delta_{\mathrm{R_{CJ}}} \left(\frac{p_0}{E_0} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.137}$$

因此，得到临界起爆能量的表达式为

$$E_0 = p_0 \left(\frac{\Delta_{R_{CJ}}}{\delta_0} \right)^3 \tag{2.138}$$

式(2.138)也证明了 Zeldovich 提出的临界起爆能量正比于反应区的三次方的理论。

2.4.4　爆轰内核尺寸及临界起爆能量

爆炸波处于最小强度并重新加速之前的爆炸波半径被定义为最小的爆轰内核。Lee 和 Ramamurthi[17]把爆轰内核尺寸定义为在爆炸波球面内不断衰减的爆炸波能量和释放的化学能恰好达到临界状态，并支持爆炸波加速并最终达到 CJ 爆轰状态的爆炸长度。所谓爆炸波能量和化学能达到临界状态，也即式(2.138)的能量积分方程右边两项相等。

当两项相等时，爆轰内核为 $R_{Sh} = R_{Sh}^*$。

$$\frac{1}{4\pi\gamma I_2^*} \left(\frac{R_0}{R_{Sh}^*} \right)^3 = \frac{Q}{3c_0^2 I_2^*} \left(1 - \frac{\Delta_R^*}{R_{Sh}^*} \right)^{q^*+3} \tag{2.139}$$

星号(*)表示临界平衡状态，当 $M_{Sh} \gg 1$，I_2 可由强爆炸波的相似解得到，而当爆炸波接近 CJ 爆轰时，I_2 可由上节分析知：$I_2 \to 1/[6(\gamma^2 - 1)]$。因此，当 $\gamma = 1.4$ 时，$0.1736 \leqslant I_2 \leqslant 0.423$。如爆炸波是强爆炸波或者 CJ 爆轰，由于 I_2 的值变化幅度不大，所以 I_2^* 在取值范围内取平均值。

由式(2.139)得到爆轰内核的尺寸 R_{Sh}^* 的表达式为

$$R_{Sh}^* = \frac{\Delta_R^* - M_{Sh}^*}{1 - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{M_{Sh}^*}{M_{CJ}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{q+3}}} \tag{2.140}$$

式中，M_{Sh}^* 为自点火的爆炸波强度临界值；Δ_R^* 可由冲击波管数据计算得到。因此，由式(2.140)计算得到爆轰内核的尺寸。

由式(2.121)得

$$M_{Sh}^* = \frac{2}{4\pi\gamma I_2^*} \left(\frac{R_0^*}{R_{Sh}^*} \right)^3 = \frac{2Q}{3c_0^2 I_2^*} \left(1 - \frac{\Delta_R^*}{R_{Sh}^*} \right)^{q^*+3} \tag{2.141}$$

由于 $R_0^* = \left(\dfrac{E_0}{p_0}\right)^{\frac{1}{3}}$，所以得到临界起爆能量为

$$E_C = 2\pi\gamma p_0 I_2^* M_{Sh}^{*\,2} R_{Sh}^{*\,3} \tag{2.142}$$

由于爆轰内核尺寸 R_{Sh}^* 正比于反应区的长度，所以式(2.142)也能得出临界起爆能量与反应区长度成三次方关系。

通过上述分析表明，临界起爆能量的理论模型必须依赖于某些代表爆炸波强度的特征尺寸，如爆轰内核尺寸、爆轰胞格或临界管径。

参 考 文 献

[1] Reynolds W C. The element potential method for chemical equilibrium analysis: implementation on the interactive program STANJAN. Stanford University Mechanical Engineering Department Report, 1986.

[2] McBride B J, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications II. User's Manual and Program Description NASA Report, 1996.

[3] 张宝平，张庆明，黄风雷. 爆轰物理学. 北京：兵器工业出版社, 2001.

[4] Chapman D L. On the rate of explosion in gases. Philos Mag, 1899, 47(284): 90–104.

[5] Jouguet E. On the propagation of chemical reaction in gases. J de Mathematiques Pures et Appliquees, 1905, l: 347–425.

[6] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1940, 10(5): 543–681.

[7] Neumann V. Theory of Detonation Wave. New York: Pergamon Press, 1963: 1903–1905.

[8] Doring W. On the detonation process in a gas. Annal Phys, 1943, 43: 421–436.

[9] Scorah R L. On the thermodynamic theory of detonation. Journal of Chemical and Physics, 1935, 3: 425.

[10] Lee J H S. The Detonation Phenomenon. London: Cambridge University Press, 2008.

[11] Neumann V. The point source solution. Nat'l Defense Res Comm Div B Rept, 1941.

[12] Sedov L I. Propagation of strong blast waves. Prikl Mat Mech, 1946, 10: 244–250.

[13] Taylor G I. The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion. Proc Roy Soc Lond, 1950, A201: 159–174..

[14] Bach G G, Knystautas R, Lee J H S. Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives. Symposium (International) on Combustion, 1969, 12(1): 853–864.

[15] Sakurai A J. On the Propagation and structure of a blast wave II. Phys Soc of Japan, 1954, 8(5): 256–266.

[16] Bach G G, Lee J H S. An analytical solution for blast waves. AIAA Journal, 1970, 8: 271.

[17] Lee J H, Ramamurthi K. On the concept of the critical size of a detonation kernel. Combustion and Flame, 1976, 27: 331–340.

第 3 章　爆轰测试技术

爆轰波在介质中的传播速度极快，是一个瞬态过程，因此要研究气相爆轰的各种现象和传播机理，首先必须选择适当的设备和成熟的测试技术。本章主要介绍爆轰压力信号的采集、到达时间测量及爆轰反应图像捕捉的方法和技术，并为爆轰现象的讨论提供依据。

3.1　爆轰波压力信号采集

3.1.1　压阻式传感器

压阻式压力传感器的核心部件是一块圆形的硅胶片，在膜片上面通过集成电路的方法扩散了四个阻值相等的电阻，构成平衡电桥。当膜片的两侧压力不一样时，在应力的作用下，电阻值发生变化，电桥失去平衡，输出相应电压，该电压和膜片的压力差成正比。因此，由输出电压可以求得膜片所受的压力差。

压阻式压力传感器具有不重复性和迟滞性小等特点，精度在 0.5%以上。因此此类传感器抗过载能力不强，动态测量时须认真估算脉冲的过冲量，量程可按过冲量的 90%选取。

3.1.2　压电式传感器

有些晶体沿一定方向拉伸或压缩时，内部会极化，从而在其表面产生束缚电荷。外力去除后，又恢复到不带电状态。这种将机械能转化为电能的现象称为正压电效应。压电式压力传感器正是利用正电压效应来测量压力值。图 3.1 是 PCB 公司出产的压电式传感器。



图 3.1　PCB 压电式传感器

传感器为敏感元件，因此其内阻很高，输出的信号能量很小，这要求测量电

路的输入电阻非常大。因此，在压电式传感器的输出端，总是先接入高输入阻抗的前置放大器，然后再接一般放大电路。前置放大器有两个作用，一是放大传感器输出的微弱信号，二是将传感器的高阻抗输出变换为低阻抗输出。由于压电式传感器可等效为电压源或电荷源，输出量可以是电压，也可以是电荷，所以，前置放大器也有电压型和电荷型两种，目前使用较多的是电荷放大器。

图 3.2 是经电荷放大器最终在示波器上成像的爆轰波压力波形图。通常情况下，在爆轰波传播的管道壁面上分布数个传感器，通过传感器得到的时间差计算爆轰波的传播速度，而通过峰值电压可换算成压力，即可得到爆轰波压力值。

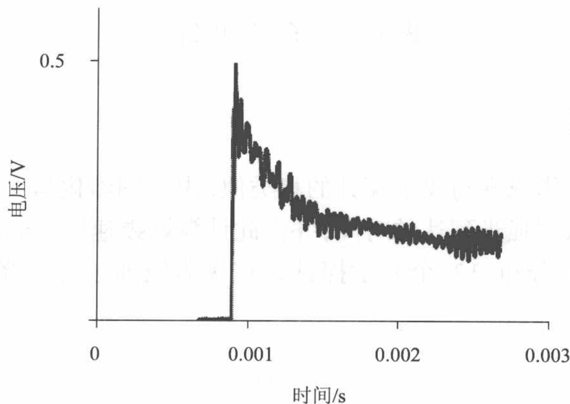


图 3.2 爆轰波典型压力波形图

3.2 爆轰波到达时间测量

由于压力传感器的使用成本较高，在一些只需测量爆轰波到达时间的实验中，可以选择使用离子探针(ionization probe)、光学探针(photo probe)、光纤传感器或者冲击波探针(shock pin)。

3.2.1 离子探针

Edwards 等[1, 2]最早使用离子探针测定爆轰波在氢氧、乙炔氧气混合气中的传播时间。并随后被 Cooper 等[3]、Chao 等[4]在研究气体爆轰问题中广泛应用。图 3.3 是离子探针的电路示意图，其工作的原理是：爆轰波是由前导冲击波与紧随其后的化学反应区所组成，当反应区经过离子探针时，探针的正负极瞬时形成短路，由此形成信号的突跃，通过和爆轰触发时间的对比得出爆轰波到达时间，并最终计算爆轰速度。

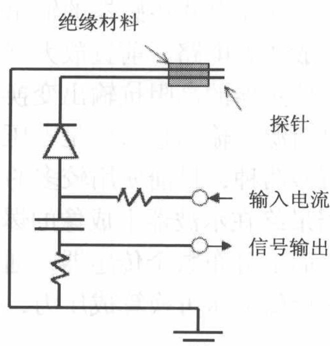


图 3.3 离子探针电路图

3.2.2 光学探针

光学探针的工作原理与离子探针的相类似，由于剧烈化学反应区伴随着强光，通过光学探针可探测强光到达的时间，并由此计算爆轰速度。图 3.4 是 Jesuthasan[5] 在爆轰管的壁面上分布 12 个光学探针，在爆轰波通过每个光学探针时激发的信号。

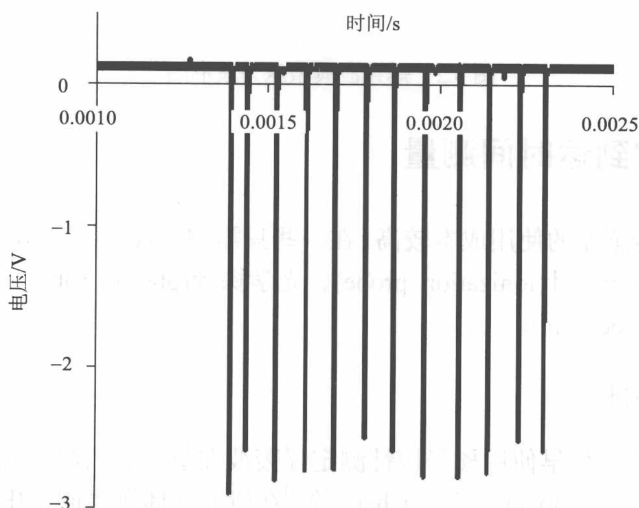


图 3.4 光学探针信号图

3.2.3 光纤传感器

诸多物理因素，如声场、磁场、压力、温度、加速度、流量等，都可导致光

纤中光的强度、相位、偏正态或波长等的变化。据此，可以构成各种测试不同物理量的传感器。

光纤传感器分为传感型(功能型)与传光型(结构型)两类。传感型的光纤直接用作敏感元件，既感知信息，又传输信息。而传光型的光纤仅为光的传输媒介，另一端须接上敏感元件。光纤传感器又分振幅调制、相位调制、偏振态调制及波长调制四种形式。振幅调制传感器的结构比较简单，多模和单模光纤都可以使用，但灵敏度不够高；而相位调制光纤传感器，使用单模光纤，灵敏度高，具有发展前途。相位调制光纤传感器的检查线路常为干涉型电路，所以也称为干涉型传感器，也可用做测量爆轰波到达时间[6]。

3.2.4 冲击波探针

冲击波探针与压力传感器类似，都可得到爆轰波压力到达的信号，但有所区别的是，当压力信号到达冲击波探针时，虽然冲击波探针能得到压力突跃的信号，但是该信号得到的压力并不能准确代表压力值。因此，利用冲击波探针仅能得到爆轰波到达时间。

图 3.5 是张博等[7]、Zhang 等[8]测定一系列可燃混合气体的爆轰临界管径时，利用冲击波探针和光学探针得到的爆轰到达时间，依此作为是否形成爆轰的依据。

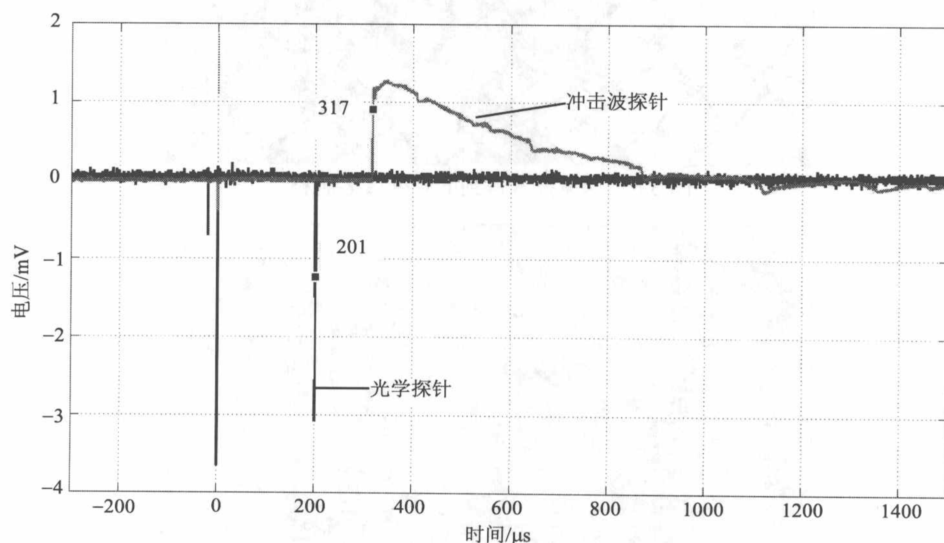


图 3.5 爆轰波到达光学探针和冲击波探针的时间轨迹

(C_2H_2-2.5O_2 混合气体，p_0=12kPa, d_C=19.05mm)

3.3　爆轰反应图像捕捉

3.3.1　烟熏技术

通过烟熏聚酯薄膜，使得薄膜上布有一层烟迹，然后把薄膜放于爆轰管的内侧或者底部，用于记录爆轰波在管道中由横波、入射波、马赫杆交合的三波点运动轨迹，所得到的爆炸运动轨迹也即爆轰胞格，而胞格是研究爆轰结构的重要依据。

对于气相爆轰的系统研究得益于烟熏技术的发明和应用。1959 年，Denisov 和 Troshin[9]首次以烟迹法获得三维爆轰波传播所留下的鱼鳞状胞格结构，Murray 等[10]利用该方法得到了多头螺旋爆轰在管道壁面和管道底端留下的胞格痕迹，分别如图 3.6 和图 3.7 所示。

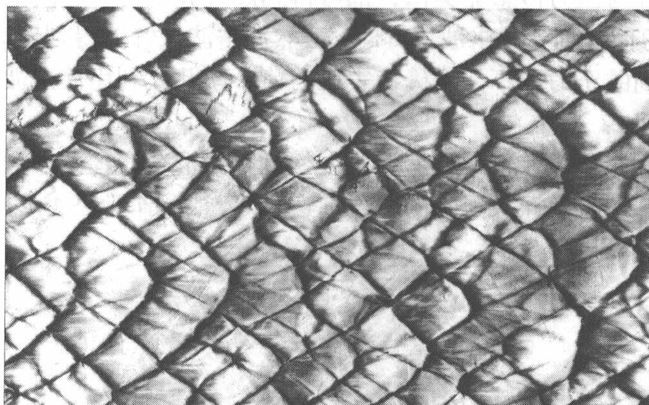


图 3.6　烟熏技术得到的管壁爆轰胞格

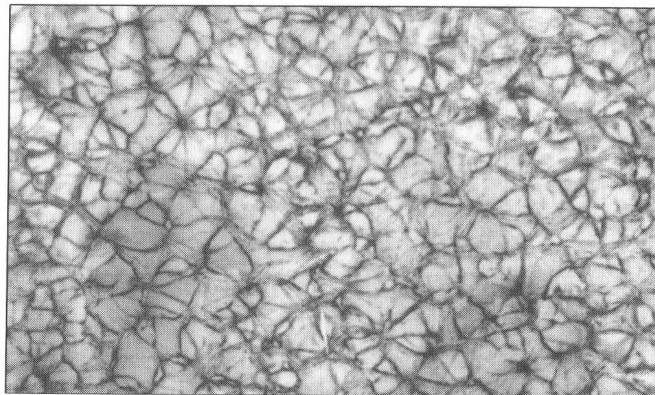


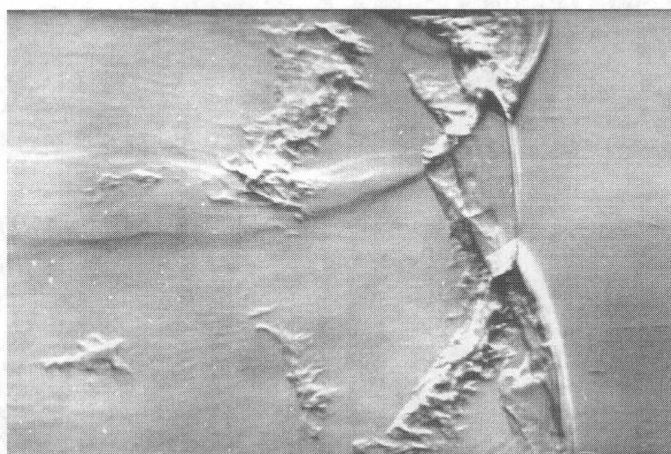
图 3.7　烟熏技术得到管道底端的爆轰胞格

管道侧壁得到的爆轰胞格与管道底端相比则相对规则，这是由于管道底端所

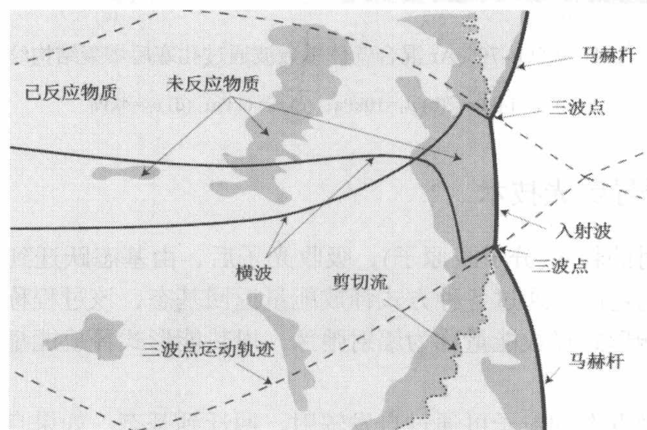
得到的爆轰胞格是入射爆轰波与反射爆轰波相互作用形成的，所以管道底端的胞格痕迹相对比较复杂。因此，通常所说的爆轰胞格，指的是通过烟熏技术得到的在管壁上的爆轰胞格痕迹。

3.3.2　纹影技术

图3.8(a)是Radulescu等[11]最近通过纹影技术得到的二维爆轰波阵面的胞状结构，图3.8(b)是其示意图。图中边界是由横波与前导冲击波相互作用形成。横波从侧面穿过前导冲击波的表面并且相互碰撞，横波偶尔会与反应区的剪切流耦合。冲击波之间的相互反射作用，导致前导冲击波有规律地以强马赫杆和弱入射冲击波交替向前传播。



(a)



(b)

图3.8　二维爆轰波纹影图(a)和示意图(b) (CH_4-$2O_2$，p_0=6kPa)

Grondin 等[12, 13]通过纹影成像技术，捕捉爆轰波在管道中通过孔塞障碍后的爆轰结构，如图 3.9 所示，其使用的混合气体为 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar。图 3.9(a)中混合气体的初始压力为 14kPa，由于此时的胞格尺寸比孔塞小得多，所以爆轰波通过孔塞之后波阵面非常齐整，并与管轴线垂直，以平面爆轰继续传播。而随着初始压力的逐渐降低，如图 3.9(d)所示，爆轰波阵面出现弯曲，这是由于随着压力的降低，其胞格尺寸增加，孔塞开始影响爆轰波的传播，所以爆轰波阵面出现变形。

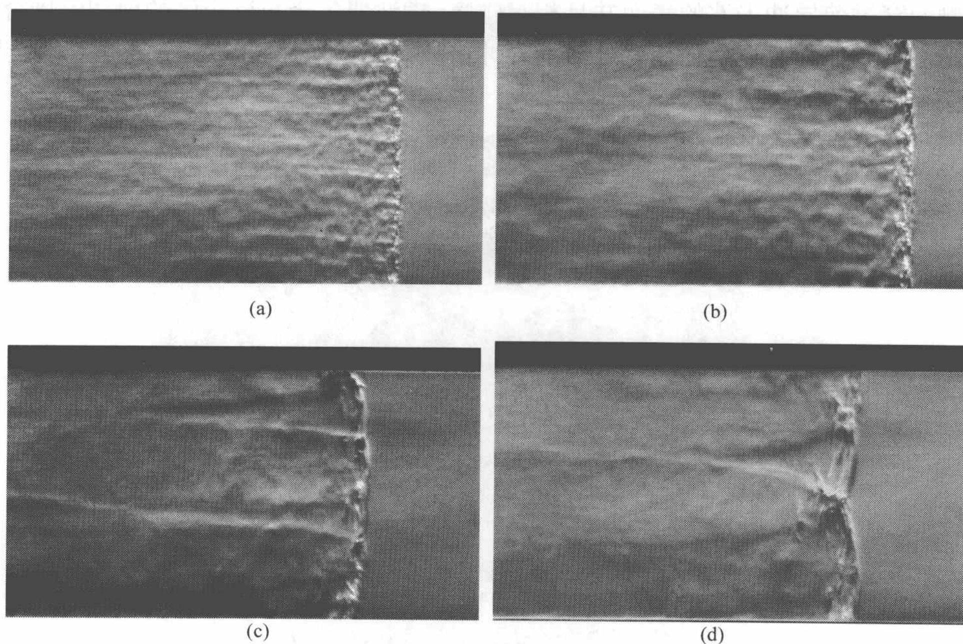


图 3.9 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰波通过孔塞后爆轰结构纹影图

(a) p_0=14kPa；(b) p_0=10kPa；(c) p_0=6kPa；(d) p_0=4kPa

3.3.3 激光诱导荧光技术

被激光照射的粒子(分子或原子)，吸收光子后，由基态跃迁到激发态。激发态的粒子是不稳定的，通过各种方式释放能量返回基态，该过程称为弛豫过程。回迁时，以光能形式释放能量称为辐射弛豫，以热能形式释放能量称为无辐射弛豫[6]。

处于电子激发态的粒子可通过自发辐射，回迁到基态。如果自发辐射与受激吸收的时间间隔仅在微秒量级，则由此发射的光称为荧光。它对应于相同电子旋转态，不同电子能态间的辐射，发光寿命为 10^{-10}~10^{-5}s。与激发光波长一致的荧

光，称为共振荧光，与激发光波长不同的称为非共振荧光。比激发态波长长的为斯托克斯荧光，短的为反斯托克斯荧光。除了自发辐射外，还有其他一些去活化过程，如通过受激辐射使激发态粒子返回基态、将激化能量转化为振动和转动能量、通过碰撞将能量传递给周围粒子(该过程称为“淬火”，降低荧光发射率)、粒子发生离子化或在发射光子前发生预离解等。

激光诱导荧光技术与经典的流场显示技术(如阴影法、纹影法和干涉法等)相比，激光光谱成像技术在定量描述流场参数分布方面具有明显的优势。而平面激光诱导荧光成像(planar laser-induced fluorescence，PLIF)，是一种广为采用的激光光谱成像技术。例如，冷流体中的热射流与垂直平板碰撞，在壁面附近的反射区域内，形成具有相干结构的旋涡。

加利福尼亚理工学院 Pintgen 等[14]建立平面激光诱导产生荧光的测试系统，如图 3.10 所示。通过柱形棱镜，入射激光被展成很薄的平面片光，照射被测流场后，在与片光成直角的方向上，由透镜聚光，再通过滤色片，直接成像于二维固态阵列探测器上。ICCD 相机为常用的探测器，可与微机对接。由于相机的像素采集速度可以达到 8~12MHz，超出微机的处理速度，故两者之间常添置缓冲存储器。被采集的数据经存储和计算机软件处理后，在显示屏上显示流场图像。

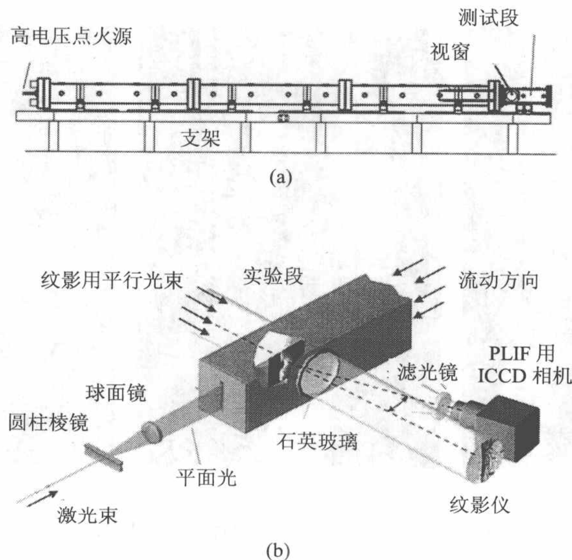
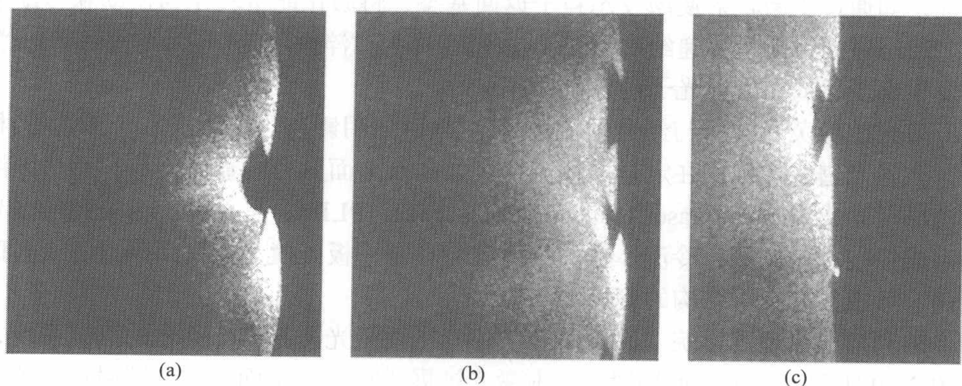


图 3.10　PLIF 测试系统[14]

利用平面激光诱导产生荧光的方法来得到爆轰反应区中的 OH 基团，即[OH]的成像，丰富了对爆轰三维结构的认识。图 3.11 是相对稳定的混合气体 $2H_2$-O_2-17Ar 在初压 20kPa 时得到的 OH 基团荧光图像。由于爆轰波中横波、入射

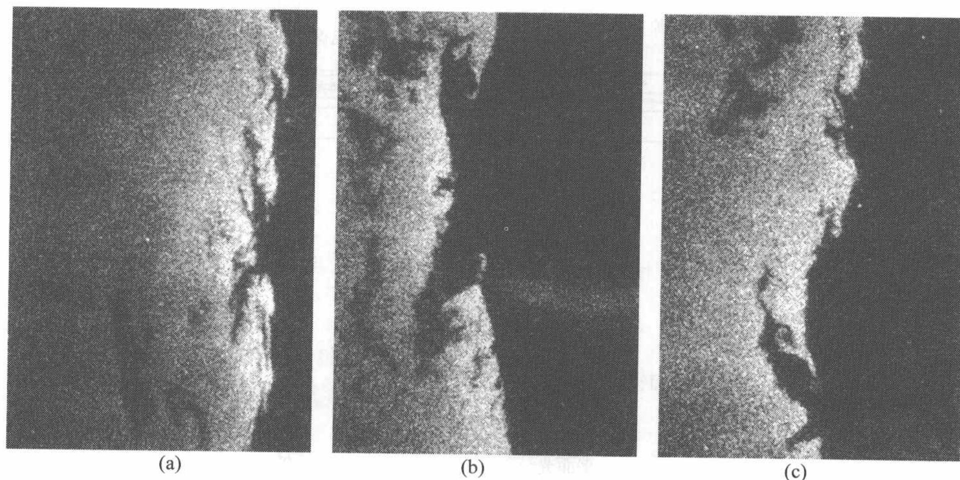
波和马赫杆三波的相互作用导致波阵面中 OH 基团呈楔形，其中马赫杆和入射波处的 OH 基团特别明亮，表明此处反应最剧烈。



(a)　(b)　(c)

图 3.11　稳定爆轰荧光图片($2H_2$-O_2-17Ar)[14]

而图 3.12 是相对不稳定混合气体 N_2O-H_2-N_2 的 OH 基团荧光图像，之所以称 N_2O-H_2-N_2 混合气体为不稳定，因为通过观察该物质的爆轰胞格烟迹可知，其胞格非常不规则、大小不一，所以爆轰在其中传播稳定性较差。



(a)　(b)　(c)

图 3.12　不稳定爆轰荧光图片(N_2O-H_2-N_2)[14]

通过图 3.12 与图 3.11 的对比可知，N_2O-H_2-N_2 混合气体在爆轰反应区中存在较多尚未燃烧的物质，这些物质被不规则的湍流边界所包围。通过波前结构也可看出，在稳定混合气体中的楔形结构被一些随机的相互作用的激波波系所代替。

平面激光诱导荧光技术与纹影技术相结合使用，可以加深对爆轰波反应区结构的理解。图 3.13 是混合气体 $2H_2$-O_2-12Ar 在初压 20 kPa 时纹影图[图 3.13(a)]

和激光荧光图像[图 3.13(b)]以及两者的叠加成像[图 3.13(c)]。图 3.13(b)中，如以图像中间垂直线为基准，从上侧依次往下可观察到 OH 基团浓度达到最大值之后又缓慢衰减，图 3.14 是其示意图。Shepherd[16]认为，OH 基团浓度的差异是各前导冲击波传播速度的快慢引起的。在 $2H_2$-O_2-12Ar 弱不稳定混合气体中，前导冲击波的速度变化范围为 $0.85<u/u_{CJ}<1.25$(图 3.15)，因而导致反应区厚度存在一个数量级的差异。

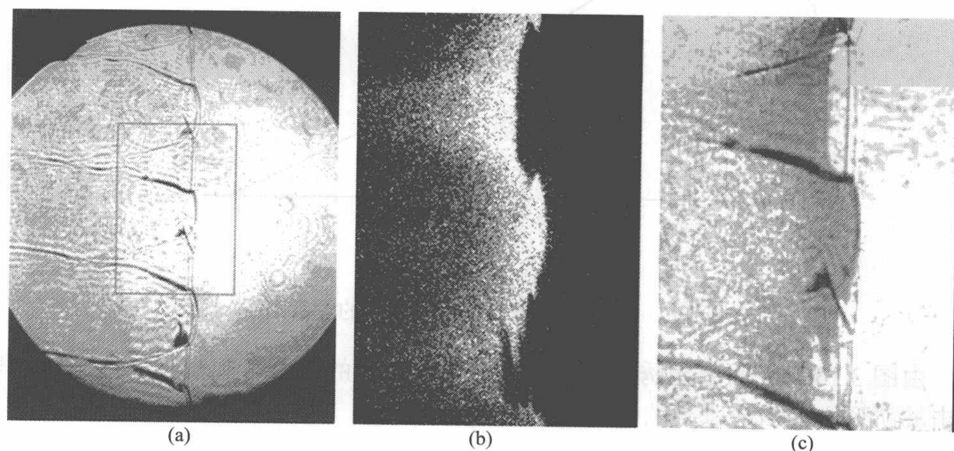


图 3.13　纹影和 PLIF 技术得到的爆轰波结构图像

(a) 纹影图；(b) 激光荧光图；(c) 纹影图和激光荧光图重叠[15]

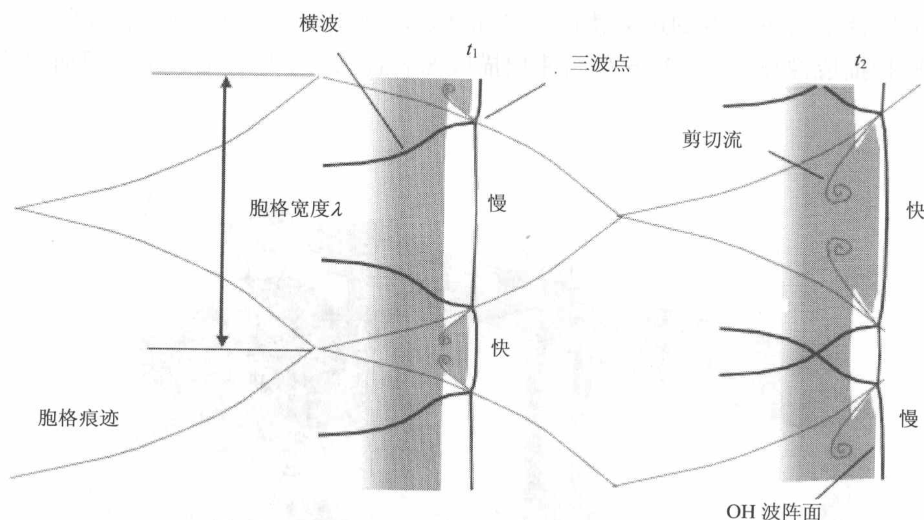


图 3.14　PLIF 技术得到的爆轰波波阵面示意图[16]

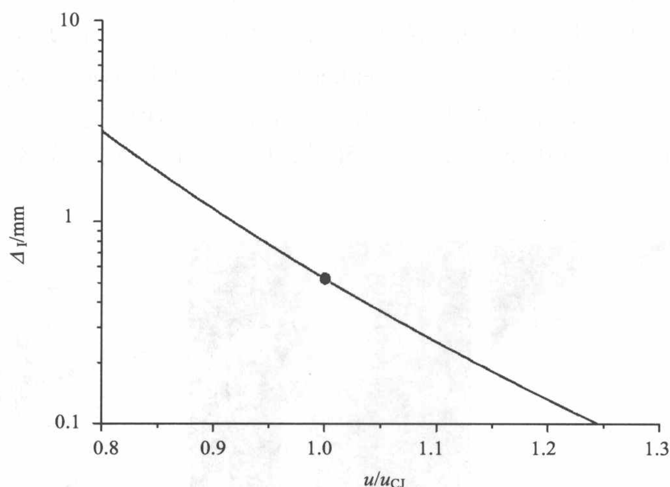


图 3.15　反应区长度与冲击波速度的关系图[16]

由图 3.13(c)平面激光诱导荧光图像与纹影图像的结合可观察到，爆轰波前导冲击波所到之处引起剧烈的化学反应。

3.3.4　高速扫描成像技术

在黑暗环境中开启转鼓式扫描相机，当爆轰波进入相机的取景范围之内，在相机的胶片上留下连续的运动轨迹，进而通过轨迹斜率计算爆轰传播速度，即所谓高速扫描成像技术。图 3.16 是高速扫描成像装置图，图 3.17 是典型的扫描图片。

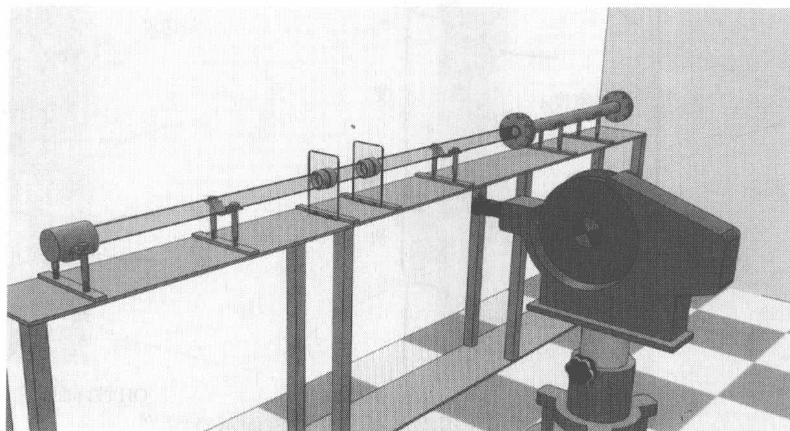


图 3.16　高速扫描成像装置图[17]

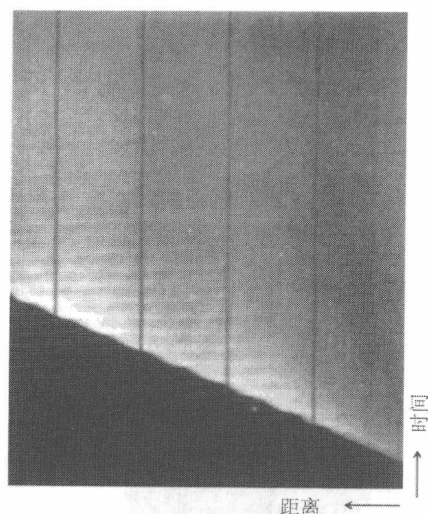


图 3.17　爆轰波在管道中运动的扫描图片[18]

图 3.18 和图 3.19 是 Camargo 等[19]通过高速扫描成像技术得到的 C_2H_2-O_2 混合气体在管径为 9.5mm 的管道中传播过程，图 3.18 中初始压力为 10kPa，图 3.19 初始压力为 0.8kPa。

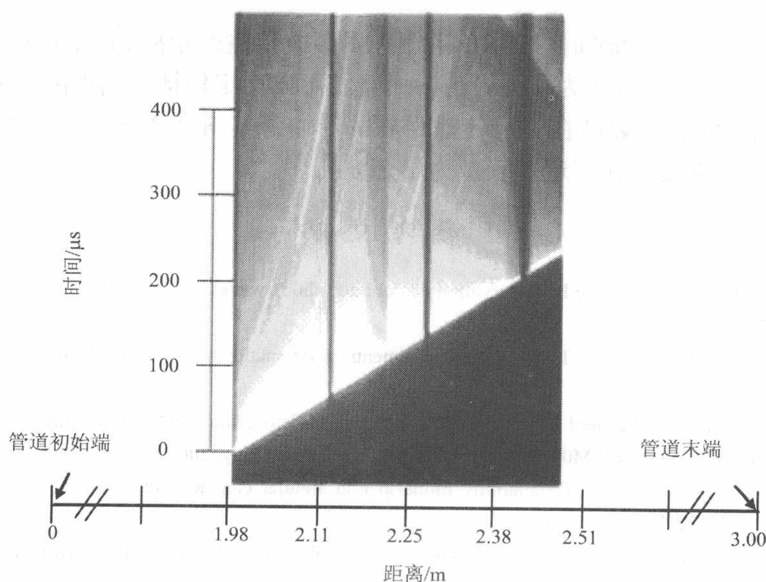


图 3.18　C_2H_2-O_2 混合气体的爆轰波在管径为 9.5mm 的管道中传播(p_0=10kPa)[19]

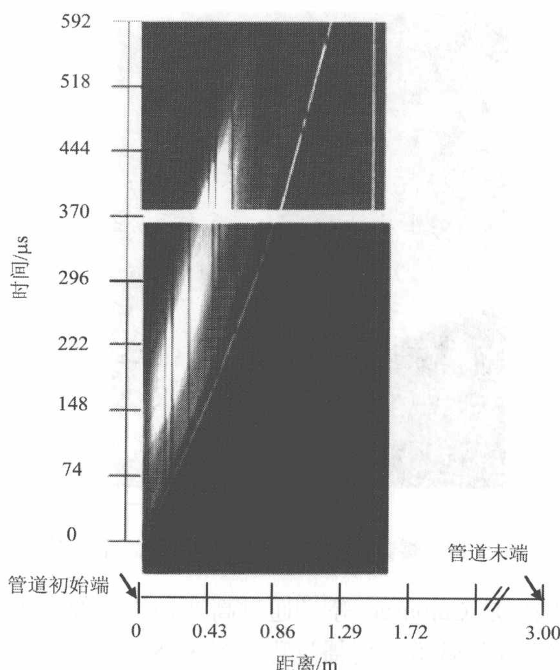


图 3.19　C_2H_2-O_2 混合气体的爆轰波在管径为 9.5mm 的管道中传播(p_0=0.8kPa)[19]

当初始压力为 10kPa(图 3.18)，由图中爆轰波传播的距离和时间的斜率在各个点都基本保持一致，可认为在该管道中爆轰波可以稳定传播；而初始压力为 0.8kPa 时(图 3.19)，随着爆轰波在管道传播距离的延伸，其斜率逐渐增大，表明速度逐渐降低，因此爆轰波在管道中衰减为爆燃波。

参 考 文 献

[1] Edwards D H, Jones T G, Price B. Observations on oblique shock waves in gaseous detonations.J Fluid Mech, 1963, 17:21–32.

[2] Edwards D H, Lawrence T R. Ionization measurements in detonation waves. Proc R Soc Lond, 1965, 286: 415–439.

[3] Cooper M, Jackson S, Shepherd J E. Effect of deflagration-to-detonation transition on pulse detonation engine impulse. GALCIT Report FM00-3, California Institute of Technology, 2000.

[4] Chao J, Ng H D, Lee J H S. Detonability limits in thin annular channels. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32(2): 2349–2354.

[5] Jesuthasan A. Near-limit propagation of detonations in annular channels. Montreal: McGill University Master thesis, 2011.

[6] 范宝春，叶经方. 瞬态流场参数测量. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学出版社, 2005.

[7] 张博，白春华，Lee J H S. C_2H_2–2.5O_2–Ar 混合气体临界管径和爆轰胞格及临界起爆能量的实验研究. 北京理工大学学报，2012, 32(3):226–230.

[8] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Direct measurement and relationship between critical tube diameter and critical energy for direct detonation initiation. Irvine 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2011.

[9] Denisov Y N, Troshin Y. Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes. Dokl Akad Nauk SSSR(Phys–Chem Sec), 1959, 125: 110–113.

[10] Murray S B, Gottlieb J J, Coffey C, et al. Direct initiation of detonation in unconfined ethylene-air mixtures-influence of bag size. 7th Symp Mil App Blast Sim, 1981: 3–6.

[11] Radulescu M I, Sharpe G J, Law C K, et al. The hydrodynamic structure of unstable cellular detonations. Joural of Fluid Mechanics, 2007, 580: 31–81.

[12] Grondin J. The onset of detonation downstream of perforated plates. Montreal: McGill University master thesis, 2011.

[13] Grondin J S, Lee J. Experimental observation of the onset of detonation downstream of a perforated plate. Shock Waves, 2010, 20(5): 381–386.

[14] Pintgen F, Eckett C A, Austin J M, et al. Direct observations of reaction zone structure in propagating detonations. Combustion and Flame, 2003, 133: 211–229.

[15] Austin J M. The Role of Instability in Gaseous Detonation. Pasadena: California Institute of Technology, 2003.

[16] Shepherd J E. Detonation in gases. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32: 83–98.

[17] Kamenskihs V. Effect of an Axial Electric Field on Detonation Waves. Montreal: McGill University, master thesis, 2011.

[18] Campbell C, Woodhead D W. The ignition of gases by a explosion wave. Part 1.Carbon monoxide and hydrogen mixtures. Chem Soc, 1926: 3010–3021.

[19] Camargo A, Ng H D, Chao J, et al. Propagation of near–limit gaseous detonations in small diameter tubes. Shock Waves, 2010, 20(6): 499–508.

第 4 章　可燃混合气体中爆轰现象

爆轰现象一直是一个重要的研究课题，自 19 世纪 80 年代初 Berthelot 和 Vielle[1, 2]以及 Mallard 和 Le Chatelier[3]在观察管道中燃烧火焰的传播过程时发现了爆轰的传播现象之后，人们对气相爆炸物的爆轰过程进行了大量实验研究。例如，通过氢氧混合气体在长管中的火焰传播实验发现，如果从一端用极弱的电火花点燃可燃气体，产生的燃烧波仅以每秒几米的低速度传播。但如果在管道的一端利用某种爆炸物的爆炸引起化学反应，则缓慢的燃烧过程变成不稳定的快速的燃烧过程或爆燃过程，最后发展成稳定的极快的化学变化过程，这种现象即为爆轰现象。

爆轰是气体爆炸的最高形式，是超音速传播(相对于波前未反应混合物)的伴随化学反应的冲击波。跨过波阵面，压力、密度等状态量突跃增加[4]。相对爆燃来讲，人们对爆轰波的认知却要迟得多，相关的观察与研究起源于近代的煤矿瓦斯矿难和化工厂可燃混合气体的爆炸，其强大的破坏能力远远超过了人们对爆燃波的把握与理解，也因此引起众多学者的研究兴趣。本章主要描述了可燃混合气体中的各种爆轰现象，其中分为两部分，第一部分是爆轰波传播现象，介绍了实验中得到的爆轰现象、爆轰形成机理、边界条件对爆轰的影响以及爆轰的动态参数（如爆轰极限、胞格尺寸和临界管径）。第二部分为直接起爆引起爆轰的现象，详细介绍了形成直接起爆采用的多种起爆源(如高能炸药、高压电火花、激波或爆轰诱导和激光诱导)以及起爆能量对直接起爆形成爆轰的影响。

4.1　爆轰波传播现象

4.1.1　实验观察

图 4.1 是通过高速扫描成像技术得到的 C_2H_2-O_2 混合气体爆轰形成过程的图片。在该实验中，通过小孔 2 处产生高温气流并点燃混合气体，在孔板的上游处产生爆轰波 1。多孔板 3 位于管道的底端，并作为初始点火源。爆燃一开始以层流传播 4，在 5 处由于反应区湍流程度增强，所以在此处发展为湍流爆燃波，并在 6 处发展为爆轰。7 处形成过驱爆轰并随后衰减为 CJ 爆轰。9 为反射爆轰波，它和向前运动的爆轰波同时产生，但向已燃烧的产物中传播。在爆轰激发的同时也产生横波 8，在燃烧产物被压缩时产生周期性的光带。从点火处 2 到爆轰的开

始处 6 曾被称做爆轰的“诱导距离”，但这种定义与 ZND 爆轰结构中的诱导区厚度相混淆，因此目前通俗的名称为“起爆距离”(run up distance)。起爆距离不仅与混合气体的特性有关，并且与初始和边界条件(如边界类型、强度、点火源的位置、管道的几何形状、壁面的光滑度、开口或者闭口管道等)有关。

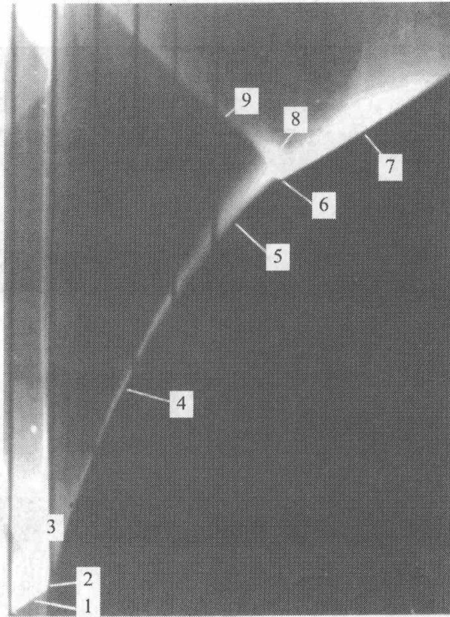


图 4.1　C_2H_2-O_2 混合气体爆轰形成过程的扫描图片[5]

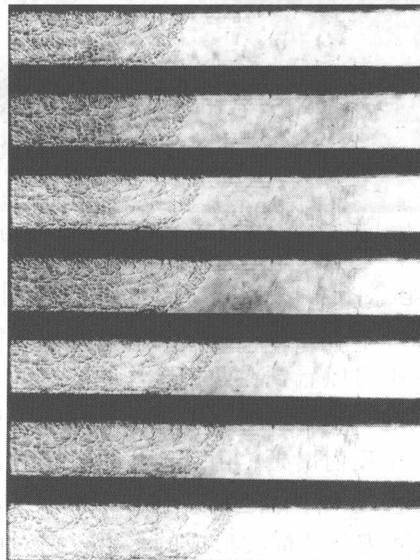


图 4.2　H_2-O_2 混合气体点燃之后初始火焰加速过程的纹影图片(p_0=10.97kPa，Δt=5μs)[6]

通过纹影摄像技术，得到爆燃发展为爆轰的一组图片，如图 4.2~图 4.4 所示。图 4.2 是混合气体被点燃之后产生的初始火焰加速过程，由于火焰本身具有不稳定性，因此波前具有胞格状结构。在火焰波前隐约可以观察到有较弱的压缩波存在。图 4.2 中的火焰加速形成湍流火焰，如图 4.3 所示。由图 4.3 可见，此时在火焰波前的压缩波非常明显，并将会持续发展为前导冲击波。

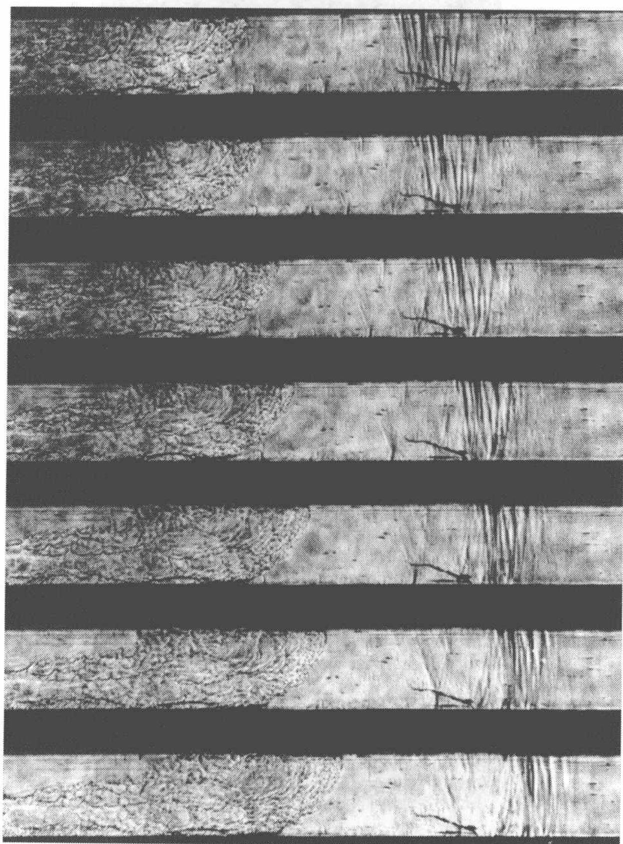


图 4.3 H_2-O_2 混合气体火焰后续加速过程的纹影图片(p_0=10.97kPa，Δt=5μs)[6]

图 4.4 是爆轰开始阶段。图 4.4 中自上而下的第三幅图片中，在管道底部湍流火焰区中形成两个局部爆炸中心，并随着时间的推移而继续发展，但此时还没有产生爆轰。在第五幅图片中可以看到在两个爆炸中心之间形成第三个爆炸中心，此处其实已经形成爆轰气泡，半球形的爆轰气泡继续向反应物传播并形成过驱爆轰，同时在相反方向上产生反射爆轰，由此产生的冲击波向爆轰产物传播。产生的横波在管道的上壁和下壁之间来回运动，它和半球形的冲击波都来自于第三个(中间)爆炸中心。上下来回震荡的横波形成的多重反射对应于爆轰波与反射爆轰波之间出现的周期性的冲击波，即图 4.1 中 8 处的区域。

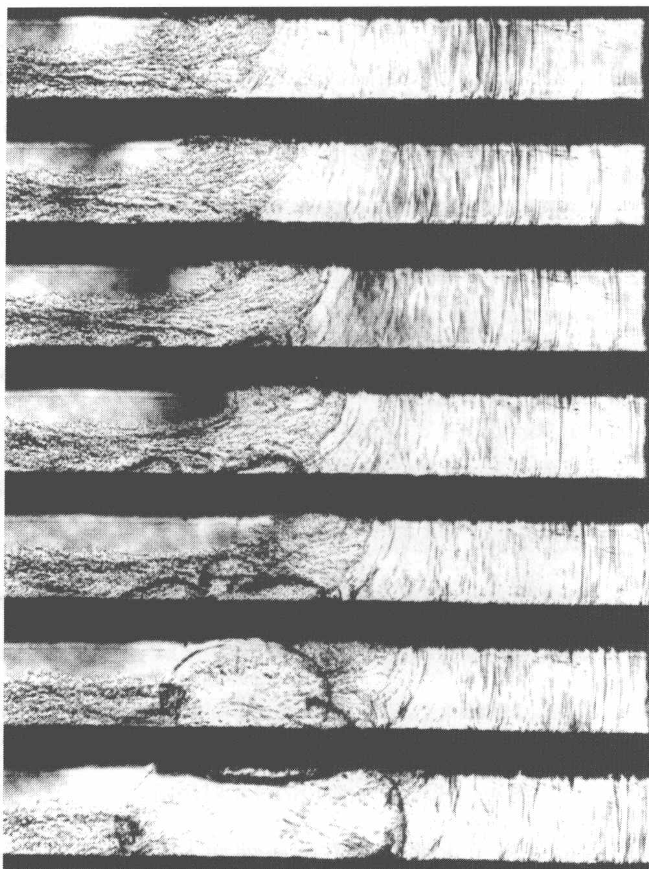


图 4.4　H_2-O_2混合气体爆轰开始阶段的纹影图片(p_0=10.97kPa，Δt=5μs)[6]

4.1.2　爆轰形成机理

弱点火形成的爆轰一般都是由火焰加速形成，也即爆燃转爆轰过程。爆轰一旦被激发即以定常速度传播，而爆燃波引起之后则持续加速，因而本质是不稳定的。在边界条件适当的情况下，爆燃波加速到超音速速度并突跃为爆轰波。

爆轰区别于爆燃主要是由于起爆机理不同，爆轰主要是由于自点火(auto ignition)引起，而爆燃是由于扩散(diffusion)引起的。由冲击压缩导致扩散发展为自点火的过程也即爆燃至爆轰的转化过程。通过实验已经发现，爆轰形成时通常伴随瞬间爆炸，而瞬间爆炸是由位于火焰区之前的前导冲击波或压缩波产生的绝热压缩作用形成的。

Meyer 等[7]系统分析了爆轰形成之前的前导冲击波引起的绝热压缩过程，图 4.5 是爆轰开始的纹影时序图。由图可见，初始的湍流燃烧区域不断扩大，并且在

之前的压缩脉冲非常强烈。在第三幅图片(t=715μs)中已发现在湍流火焰区中出现了爆炸中心，然而在爆炸中心与火焰湍流区之间的未反应物质的量较少，还不足以通过爆炸产生的冲击波作用而最终形成爆轰。在 t=730μs 时，在上管壁处出现了第二个爆炸中心，并且导致爆轰的形成。

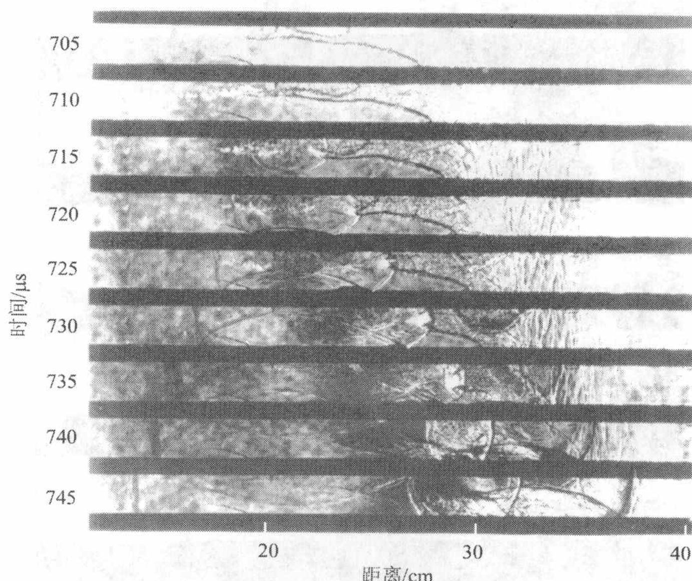


图 4.5　爆轰开始阶段的纹影时序图[7]

Meyer 等[7]同时也分析了火焰区前方的压缩冲击波导致反应物颗粒的温度变化规律，并计算爆轰的诱导时间。得出的结论是：火焰前方的压缩波产生的气动力过程还不足以引起自燃并激起爆轰，而火焰的热量和质量传输形成的爆炸才是引起爆轰的主要原因。在湍流火焰中存在不止一个爆炸中心(图 4.4)，然而在临近爆炸中心处的边界条件必须有助于冲击波不断发展、并最终导致过驱爆轰的形成。

湍流火焰的加速和压力波的产生形式是不可重复并且具有高度非线性的(也即依赖于初始和边界条件)，因此每次实验所得到的爆轰图像不尽相同。图 4.6 是火焰加速并最终形成爆轰的过程，在火焰加速的早期阶段，出现一系列的前导冲击波，在之后是湍流火焰波阵面，爆轰即在该波阵面内形成。爆轰出现于第二幅(55μs)和第三幅(60μs)之间，并在第三幅管壁的顶部可观察到出现爆炸中心，由此产生向后传播的反射爆轰波。

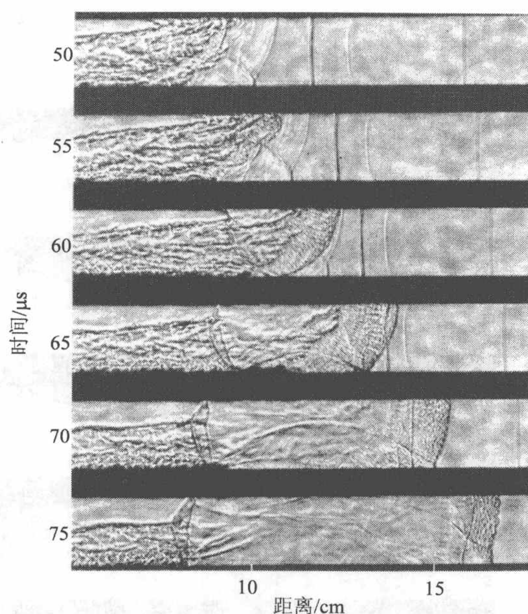


图 4.6　湍流火焰引起爆轰过程[8]

图 4.7 是湍流火焰沿着边界层传播并最终赶上前导冲击波的现象，随后引起了爆轰的形成，且继续向前传播，在图中也可发现爆轰产生的同时也形成向后的反射爆轰，并向后方的爆轰产物传播。由图中清晰可见在管道的上下壁面之间产生横波，于上下界面来回反射。

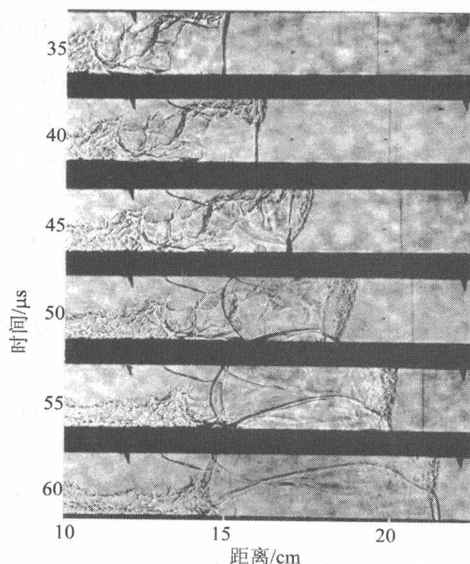


图 4.7　前导冲击波导致的爆轰形成过程[8]

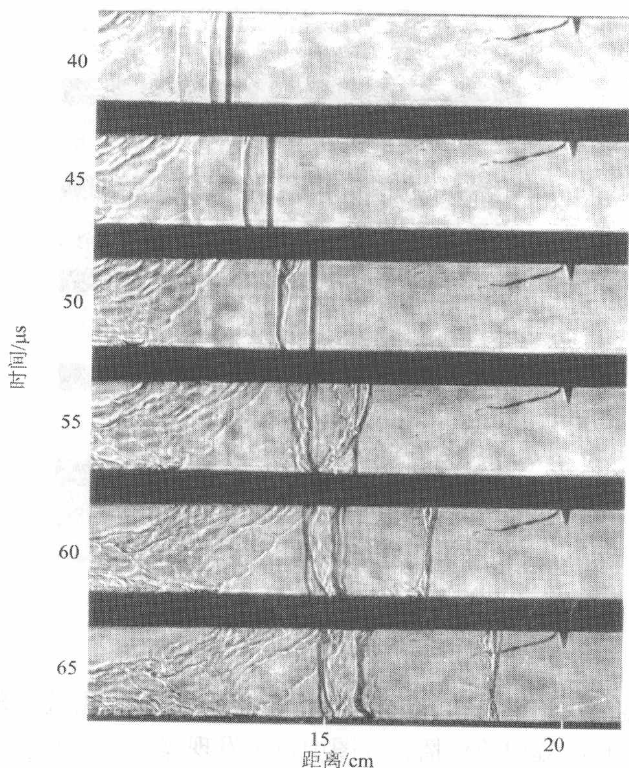


图 4.8　两个前导冲击波重合处形成爆轰的过程[8]

在一些情况下，爆轰并非由湍流火焰形成。图 4.8 中，在两个前导冲击波重合之后即形成爆轰。由第一幅(40μs)可见冲击波、反射波和两者的交界面，这些波都位于湍流火焰波阵面之前。由于两个前导冲击波相互重合，所以交界面的局部温度比流场中任何地方都要高。经过一段化学反应的诱导期，交界面发生了自燃，由爆炸中心产生的反应区波阵面追赶上前导冲击波并引起爆轰。同时也可观察到产生反射爆轰，并向后方的燃烧产物传播。

图 4.9 是图 4.8 的后续图。第一幅图片(80μs)中可见，胞状的爆轰向右侧传播，反射爆轰向左侧传播。第四幅(95μs)中，在湍流火焰区中形成爆炸中心，并产生球形冲击波。向前方传播的冲击波吞没反射爆轰，而向后方传播的冲击波形成第二个反射爆轰波。在管道中间可观察到有两道横波形成。

由以上弱点火形成的爆轰现象可知，由于火焰加速阶段的现象的不同，由此产生的流场类型也有所差异，所以导致爆轰形成的现象不尽相同。如果要得出引起爆轰的定量理论显然不现实。然而在光滑的长管中，火焰必须加速到某一最高速度才能引起爆轰。

然而，火焰加速至何值时才能引起爆轰？

当达到爆轰状态时，爆轰波以 CJ 速度稳定传播，然而在爆轰形成前爆燃所应达到的状态，目前还了解甚少。一般情况下，如在光滑的长管中，爆燃波加速到 CJ 爆轰速度一半时才能激起爆轰。并且通过实验观察到这个爆燃最大速度(即 1/2CJ 爆轰速度)通常持续的传播距离为数个管径长度。因此，在爆轰形成之前爆燃波存在着一个亚稳定状态，只有达到这个状态才能引起爆轰。虽然在这个亚稳态区域中反应区和前导冲击波都以相同的速度传播，但并不是以爆轰波传播。假设以爆轰波传播，则反应区是由前导冲击波对混合气体的绝热加温形成，并存在一个诱导时间，然而实验所得到的数据比该爆轰诱导时间大几个数量级，因此，假设不成立。通过进一步研究发现，在亚稳态区域中反应区的自持传播是由湍流形成的，1/2 爆轰速度非常接近 CJ 爆燃速度。因此，爆燃如要转化为爆轰，必须加速到其最大速度，也即 CJ 爆燃速度。

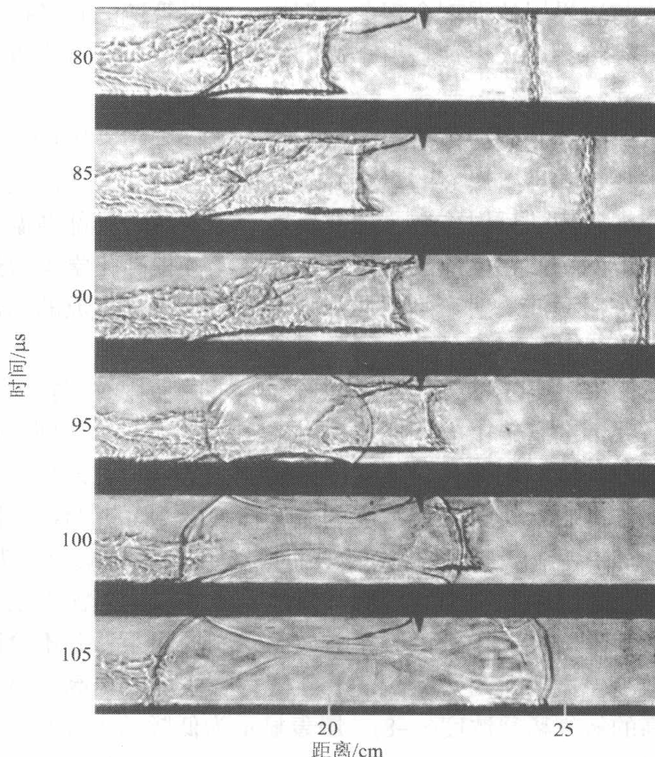


图 4.9　爆轰引起之后的爆炸中心形成过程 [8]

4.1.3　边界条件对爆轰的影响

基于 CJ 理论得到的爆轰速度仅与混合气体热力学性质有关，而与边界条件无

关。然而，通过实验研究发现，初始和边界条件对于爆轰波的传播影响极大，这是由于爆轰本身存在一定的反应区厚度，使其易受边界效应的影响。因此，只有考虑反应区厚度之后，边界效应的理论才具有意义。1940 年，Zeldovich[9]就已开始研究爆轰结构问题，并成功得出热能和动能损失对爆轰传播的影响。然而 Zeldovich 基于的是一维爆轰模型结构，因此并不能得出二维的边界损失效应。1959 年，Fay[10]建立了更为精确的边界层效应模型，该模型把爆轰前导冲击波后的反应区视为发散的流场，并最终导致形成曲面爆轰波。由于在二维和三维爆轰中，爆轰产物向侧面扩散，所以热量和动量损失类似于爆轰的曲率效应。

边界效应对爆轰波前的不稳定性的影响更为重要。一般情况下，爆轰都是不稳定的，并具有胞状结构。不稳定性通过冲击波相互作用产生局部高温，使爆轰得以传播。在接近爆轰极限处，当胞格和管道的截面积位于同一数量级时，出现爆轰不稳定结构与边界层的强耦合现象。例如，如果管道的直径持续下降，在其中传播的爆轰最终将会熄灭，这是由于边界的特征长度尺寸过小以至于不能使爆轰的化学长度尺寸与之耦合。

边界效应可以降低爆轰的传播速度，使实际的爆轰速度小于理论 CJ 速度，也即所谓的速度损耗，并导致爆轰的衰减并最终失效。另外，在内壁非常粗糙的管道中，边界效应导致激波反射作用，激波反射产生横波、局部高温和湍流，这些因素都促使未反应的物质在反应区中更好地混合，并提高化学反应速率。虽然爆轰速度有所下降，但激波反射产生的局部高温和粗糙表面形成的湍流使得爆轰变得更强。

Brochet[11]利用 C_3H_8-O_2-N_2 混合气体进行测试，并使用纹影技术拍摄到了爆轰波在光滑和布有线圈的管道中的传播过程。图 4.10 和图 4.11 分别为爆轰在有障碍物和光滑的管道中传播纹影图，混合气体为 C_3H_8-$5O_2$-zN_2，z 代表氮气的稀释浓度。对于光滑管(图 4.11)，爆轰在低浓度的氮气稀释($z\leqslant 8$)的混合气体中具有高频、多头螺旋结构。而在高浓度氮气稀释($z\approx 16$)时，爆轰频率衰减为单头爆轰的频率，这是因为已经接近爆轰极限。而在内有线圈的管道中，爆轰波波前的条纹对应于线圈产生的横波扰动频率。条纹的频率对应于线圈的间距，并不会随着氮气稀释浓度的提高而改变。同时也可观察到随着氮气稀释浓度的提高，爆轰速度下降非常明显，在较高的氮气稀释浓度(z=8)，爆轰显示为低频的条纹状，这是由于此时的爆轰接近于单头螺旋爆轰。然而在光滑管中，只有氮气稀释浓度 $z\geqslant 14$，才会出现单头螺旋爆轰。因此，线圈起到降低爆轰速度的作用，并且导致爆轰的衰减和失效。

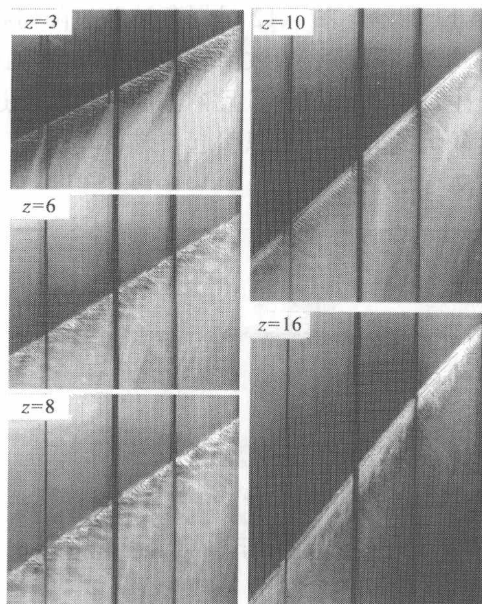


图 4.10 不同浓度的氮气稀释的 C_3H_8-$5O_2$ 的爆轰在有障碍物的管道中传播[11]

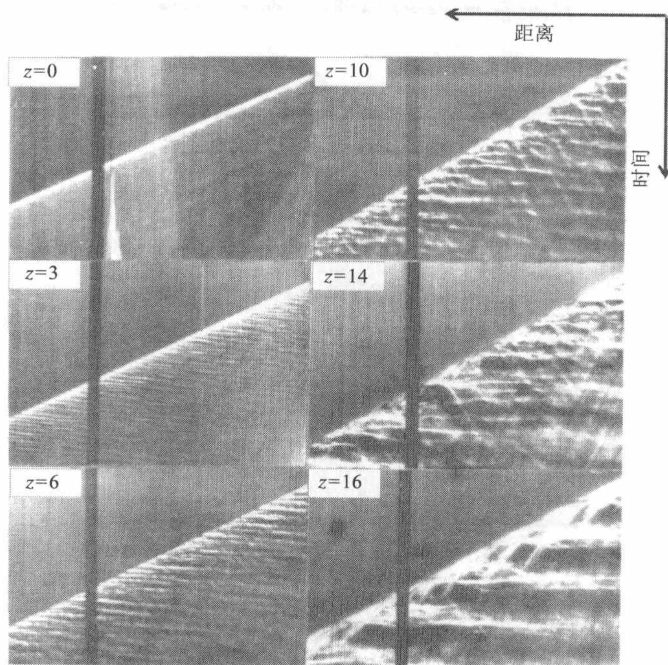


图 4.11 不同浓度的氮气稀释的 C_3H_8-$5O_2$ 的爆轰在光滑管道中传播[11]

Teodorczyk 等[12]通过纹影技术拍摄到了爆轰在光滑管内通过障碍物时的传播

过程，如图 4.12 和图 4.13 所示。图 4.12 是爆轰波跨过障碍物的高速纹影图片。当爆轰波衍射穿过障碍物时，稀疏波导致前导冲击波与反应区解耦，并使爆轰失效。然而，当管壁上产生反射冲击波后，且冲击波的角度超过临界值时，正规反射变为马赫反射。强度较大的马赫杆足以引起自燃，马赫杆变为过驱爆轰并随后覆盖不断衰减的反应波阵面。

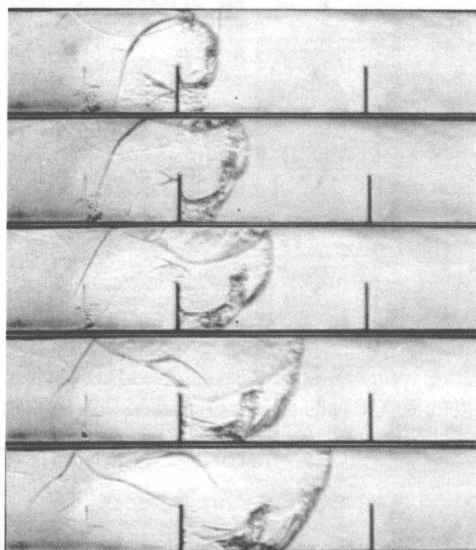


图 4.12　爆轰绕过障碍物的纹影图像[12]

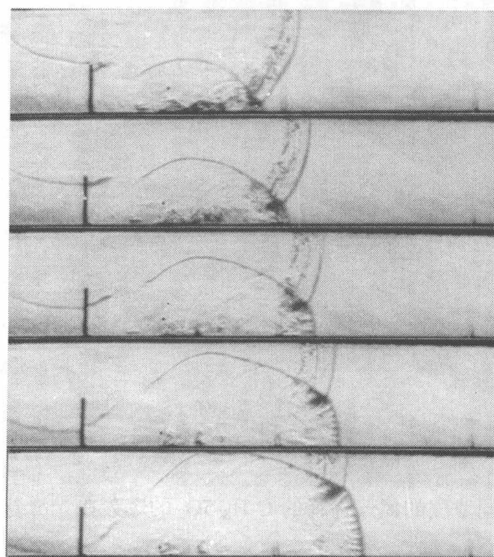


图 4.13　冲击波反射引起爆轰过程[12]

由障碍物产生冲击波反射而引起的爆轰，持续向前传播，如图 4.13 所示。反射的冲击波绕过障碍物并与前导冲击波交汇，形成爆轰波。爆轰波向下游传播并覆盖衍射冲击波后的混合物，通过冲击波反射作用形成局部重新起爆，并重新激发已经失效的爆轰。因此，在壁面粗糙管内，障碍物对于爆轰的形成起到激励的作用。

边界效应对爆轰的传播具有双重作用：一方面，边界效应可以降低爆轰的速度，并导致爆轰的最终失效；另一方面，边界效应也可为自持的低速爆轰提供传播机理。例如，典型的低速爆轰的平均强度为 $M_{Sh}\approx 2.5$。前导冲击波阵面后的温度为 630K，该温度不足以引起爆轰的自燃。因此，在表面粗糙的管道中低速爆轰需要一种区别于经典的一维 ZND 的点火和燃烧机理。

图 4.14 是 Laberge 等[13]得到的理论配比的乙炔氧气加入 70%、75%和 80%氩气稀释的混合气体中爆轰速度损耗与 Fay 理论对比情况。高浓度氩气稀释的混合气体被称为稳定混合气体，这是由于在该混合气体中横波非常弱，胞格结构非常规则，并且爆轰结构非常接近典型的 ZND 模型。通过图 4.14 可知，实验结果与 Fay 的理论非常吻合。对于氩气稀释的混合气体，最大的速度损耗为 15%。

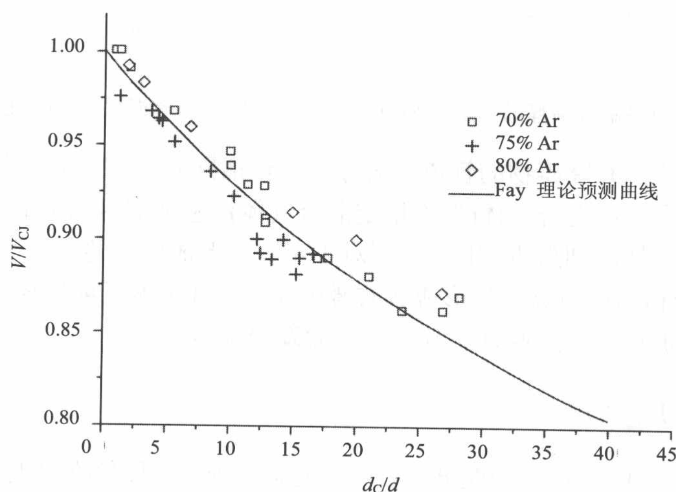


图 4.14　70%、75%和 80%氩气稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体中爆轰速度损耗与 Fay 理论对比

图 4.15 是 50%氩气稀释的 C_2H_2-5N_2O 混合气体中爆轰速度损耗与 Fay 理论对比情况，该混合气体相对不稳定，因为横波非常强并且胞格结构极不规则。通过对比可知，实验结果与准一维的 Fay 理论相差极大。这说明不稳定爆轰受边界效应影响较小，这是由于爆轰传播机理是由爆轰结构中的不稳定性决定的。

因此，得出的结论如下：对于在光滑管中的稳定爆轰，边界效应体现为流场

的扩散，使爆轰的波阵面产生弯曲。爆轰波的曲率导致爆轰速度损耗，当曲率达到某个临界值，爆轰立即失效。对于不稳定爆轰，不稳定性控制着爆轰传播机理，流场扩散对于爆轰速度的损耗没有影响。在接近爆轰极限处，不稳定性依赖于管道的直径和外形，当边界条件禁止不稳定爆轰结构进一步发展时，爆轰随即失效。

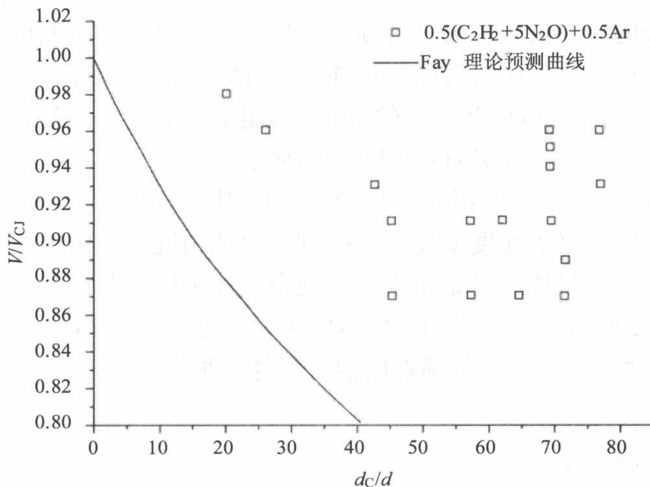


图 4.15　50%氩气稀释的 C_2H_2-$5N_2O$ 混合气体中爆轰速率损耗与 Fay 理论对比

粗糙壁面或内有障碍物的管道，对爆轰的传播同时具有正面和负面的作用。对于容易形成爆轰的混合气体(如不稳定混合气体)，壁面的粗糙度降低爆轰速率，因此对爆轰的传播起到阻碍作用。然而对于不容易形成爆轰的混合气体(如稳定混合气体)，壁面粗糙度对爆轰的形成具有激励作用。冲击波反射形成热点、障碍物可以形成冲击波反射，这些都有利于爆轰的发展和传播。

4.1.4　爆轰动态参数

Chapman[14]和 Jouguet[15]提出了最简单的爆轰模型，如忽略爆轰波的结构，则可对爆轰静态参数(如爆轰速率、压力、温度、密度和产物气体的平衡组分)进行计算。而 ZND 模型则考虑了爆轰波的结构，并把爆轰波视为由前导冲击波和紧随其后的化学反应区组成的强间断。在 ZND 模型下，爆轰波的一些动态参数，如爆轰极限、胞格尺寸和临界管径都可理论计算[16, 17]。爆轰极限、胞格尺寸和临界管径是爆轰的重要特性，也可作为判断可燃混合气体爆轰敏感性的参数。

1. 爆轰极限

爆轰波能在管道中传播通常要满足一定的初始条件(如压力、含氧量、管径的大小、管壁的粗糙度、管道中是否有障碍物产生扰动等)，如果不能满足这些条件，爆轰则不能自持传播，并最终衰减为声波，爆轰可自持传播所必须满足的初始条件称做爆轰极限。对于某一特定的混合物，如果稀释的惰性气体浓度过高、处于极度富氧或富燃料、初始压力过低、管道直径过小等都可能形成爆轰极限。在爆轰极限内，爆轰波以稳定的 CJ 爆轰速度传播，如果通过减小管径使得爆轰接近其爆轰极限，爆轰速度将会下降并远离 CJ 速度。

图 4.16 是 Jesuthasan[18]得到的 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在管径 44mm 的管道中，实际爆轰速度和 CJ 爆轰速度比率与初始压力之间的变化趋势。由图可知，当压力大于 10kPa，爆轰传播的速度约为 97%CJ 爆轰速度。当初始压力小于 10kPa，其爆轰速度与 CJ 爆轰速度的比率也相应下降，而压力小于 5kPa 时，其比率值衰减幅度大，因而此处接近爆轰极限。

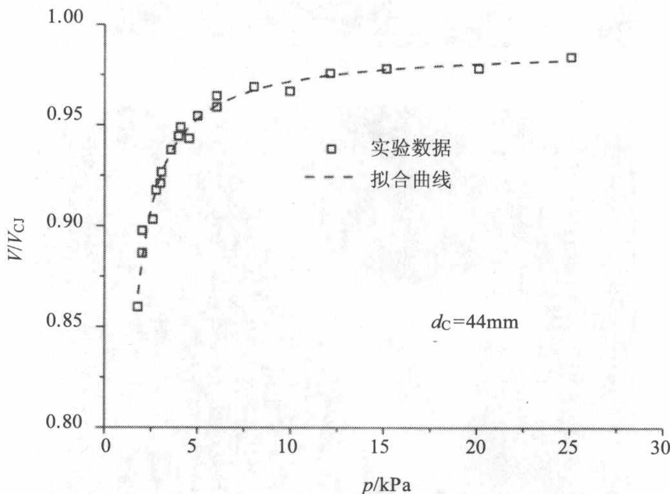


图 4.16　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰速度与初始压力的关系图(管径 d_C=44mm)[18]

在接近爆轰极限处，爆轰变得不稳定，爆轰速度波动剧烈。在爆轰极限的临界处，发现存在单头螺旋爆轰。图 4.17 是单头螺旋爆轰的烟迹图片，图 4.18 是螺旋爆轰的模型图。

Manson 等[20]研究表明，当爆轰接近极限时，爆轰波结构的不稳定性幅度增加，并发现驰振爆轰(galloping detonation)现象。所谓驰振爆轰，就是在爆轰接近极限时，爆轰波传播至数百管径长度处，爆轰出现周期性的失效和重新起爆的现象。

驰振爆轰也被视为不稳定自持爆轰的极限模型，在反应区与前导冲击波解耦之后爆轰波其实已经失效，但驰振爆轰仍可以自持传播数个周期。随后 Saint-Cloud 等[21]使用丙烷-氧气和 60%(体积分数)的氮气组成的混合气体，详细研究了驰振爆轰的结构，发现驰振爆轰在下个周期爆轰重新起爆之前的爆轰低速传播阶段中，反应区与前导冲击波已经完全分离，因此在爆轰极限时，爆轰发展为爆燃波并在下个周期内重新起爆形成爆轰。



图 4.17　单头螺旋爆轰烟迹图片

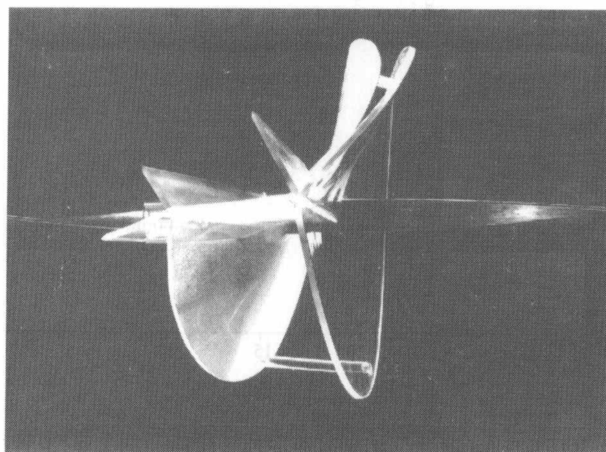


图 4.18　三维螺旋爆轰模型[19]

Lee 和 Bowen[22]研究了不稳定混合气体 C_3H_8-$5O_2$ 在接近爆轰极限时爆轰波传播速度的变化规律，如图 4.19 和图 4.20 所示。由图 4.19 可知，低速区的速度约为 CJ 爆轰速度的一半。而图 4.20 也表明，低速区持续的时间远多于高速区，且持续的距离约为 100 个管径长度。在此之后爆轰又重新起爆和加速，如此周期性地反复。

Camargo 等[23]通过高速扫描成像技术得到 CH_4-$2O_2$ 混合气体爆轰波传播轨迹，并发现在螺旋爆轰之后将出现驰振爆轰，如图 4.21 和图 4.22 所示。

驰振爆轰是否可视为爆轰一直存在争议。通过图 4.21 和图 4.22 可知，在驰振爆轰中爆轰速度出现周期性的振荡，在低速区最小爆轰速度为 40%CJ 爆轰速度，并在重新起爆后立即上升并超越 CJ 爆轰速度。在驰振爆轰中，前导冲击波与反应区完全解耦之后爆轰其实已经失效，并以爆燃波传播。在这个阶段中，爆轰波以略小于半速 CJ 传播。然而，在低速区的最后阶段，爆轰又重新加速并起爆。虽然在驰振爆轰中爆轰速度波动非常大，但传播速度的平均值仍接近 CJ 值，并且更重要的是驰振爆轰可以自持传播。总体来说，在接近爆轰极限处，驰振爆轰的速度损耗为 20%CJ，而在爆轰极限内，速度损耗仅为几个百分比。

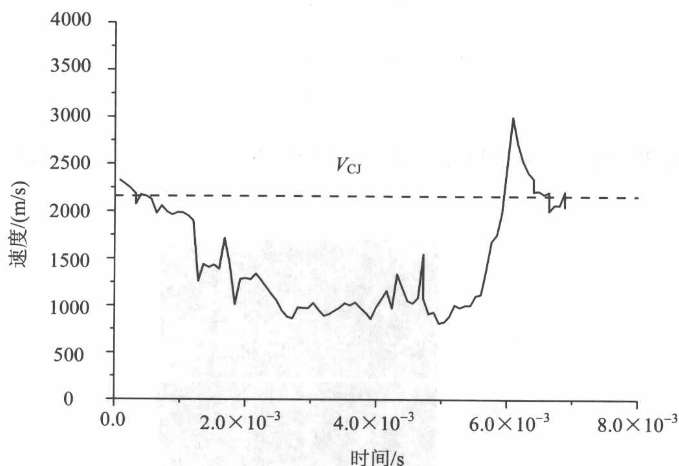


图 4.19　不同时间爆轰的传播速度[22]

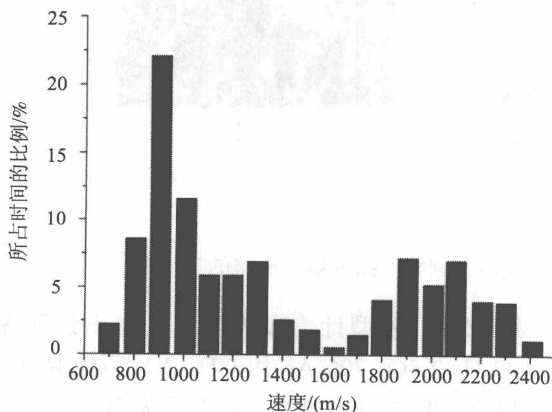


图 4.20　速度直方图[22]

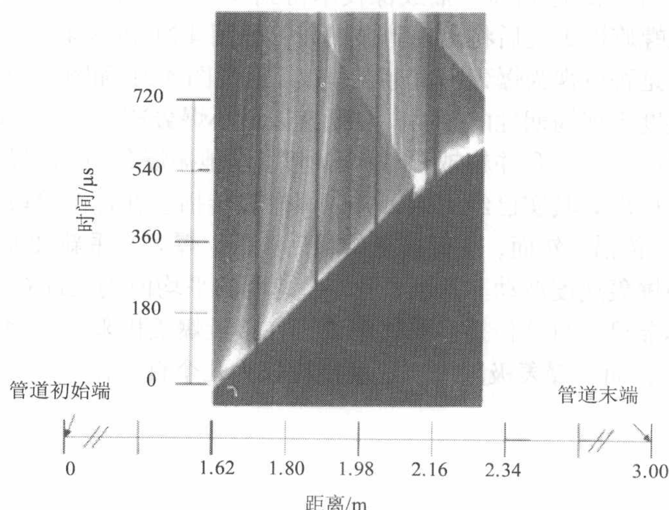


图 4.21 CH_4-$2O_2$ 混合气体在圆管中接近爆轰极限的扫描图片[23](p_0= 10 kPa，d_C=9.5mm)

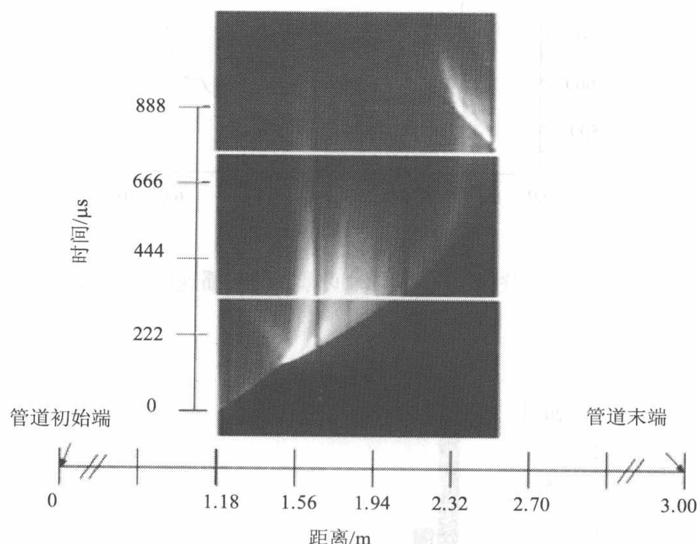


图 4.22 CH_4-$2O_2$ 混合气体在圆管中接近爆轰极限的扫描图片[23](p_0= 18 kPa，d_C =6.3mm)

Fay 等[10]基于一维 ZND 模型计算爆轰速度，提出预测爆轰极限的模型，Jesuthasan[18]通过测定 C_2H_2-$2.5O_2$-70%Ar 和 CH_4-$2O_2$ 两种混合气体在不同管间距的环形管道中的爆轰速度，并与 Fay 理论模型对比发现：在较大间距的圆管中，Fay 模型得出的爆轰速度与 CJ 爆轰速度的比率与实验结果比较接近，并且接近爆

轰极限时两者的变化规律基本相同，如图 4.23 所示；但在较小间距的圆管中理论模型与实验值相差甚远，如图 4.24 所示。所以，爆轰极限的研究目前主要是以实验测量为主，理论预测模型也是未来研究的发展方向。

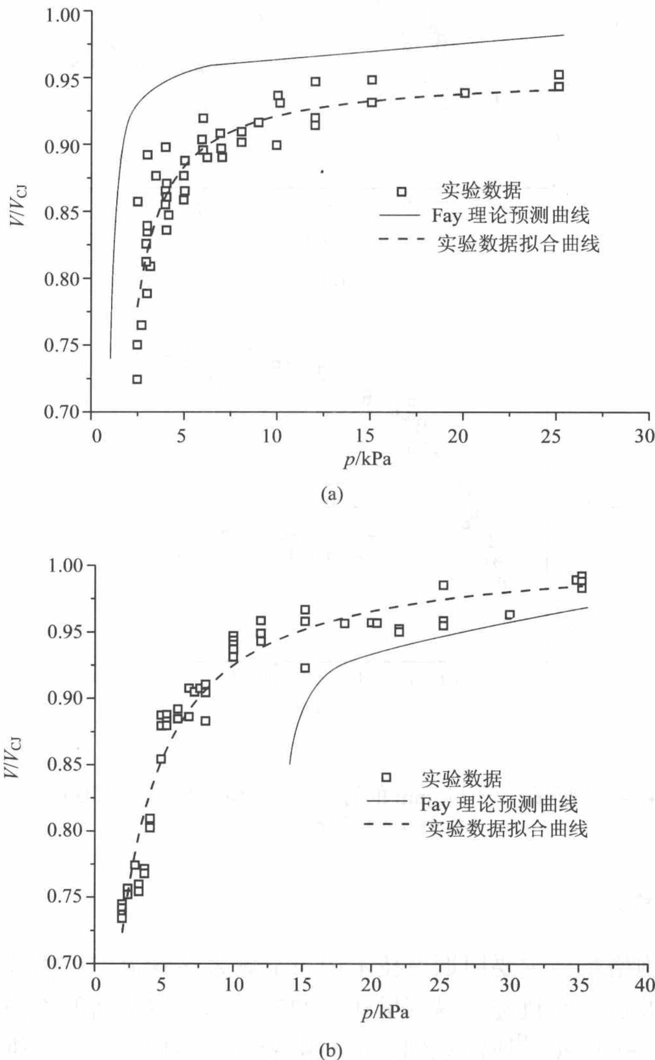
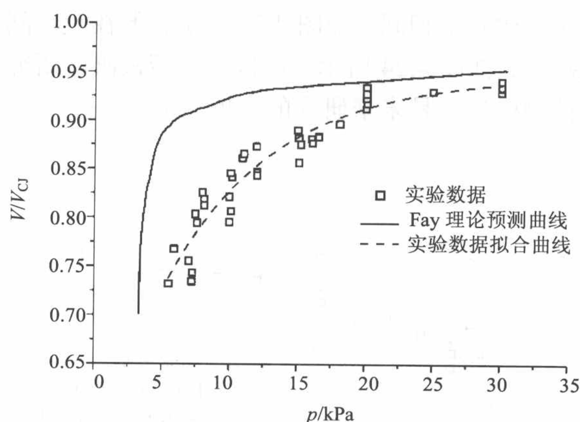
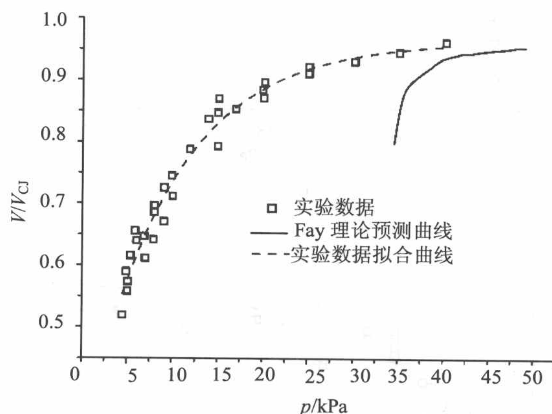


图 4.23　管间距为 9.525mm 的管道，Fay 模型与实验结果的对比[18]

(a) C_2H_2-2.5O_2-70%Ar; (b)CH_4-2O_2



(a)



(b)

图 4.24　管间距为 3.175mm 的管道，Fay 模型与实验结果的对比[18]

(a)C_2H_2-2.5O_2-70%Ar; (b)CH_4-2O_2

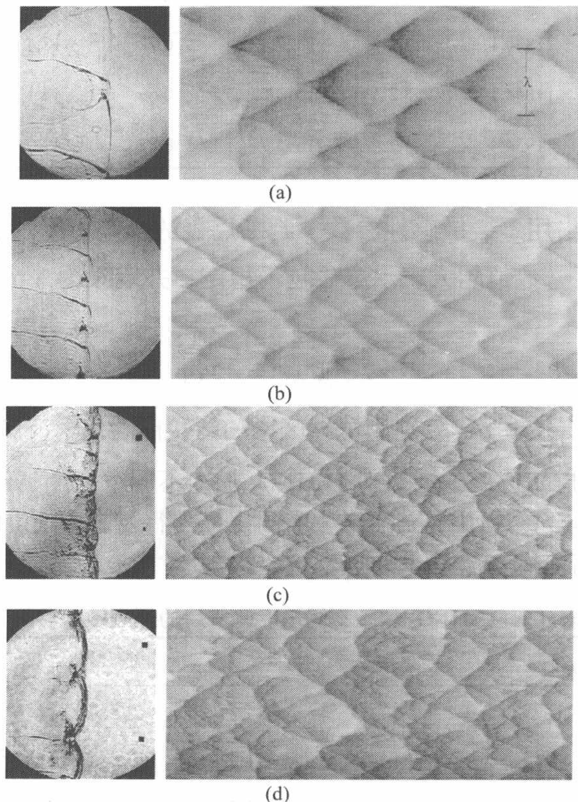
2. 爆轰胞格尺寸

所谓爆轰胞格是指主要用烟熏技术记录下爆轰在管道中由横波、入射波和马赫杆交合的三波点运动轨迹。尽管早在 1927 年爆轰波传播的不稳定性就已经被 Campbell 和 Woodhead[24]所注意到，但对爆轰波的不稳定性与三维结构的系统研究是在烟迹技术应用和瞬态流场捕捉技术充分发展的 20 世纪 50~60 年代。1959 年，Denisov 和 Troshin[25]首次以烟迹法获得三维爆轰波传播所留下的鱼鳞状胞格结构。1997 年，Kaneshige 和 Shepherd[26]所整理的爆轰数据库(detonation database)收录了大量的不同物质的爆轰胞格数据。

通过对爆轰胞格尺寸的相关研究表明，对于绝大部分的燃料氧气或者燃料空

气混合物，爆轰波在其中都是不稳定传播，也即在同一胞格间距内爆轰波传播速度反复波动，因此爆轰胞格都是不规则的，大小各异。如果爆炸性混合气体中加入一定的惰性气体(如 N_2、Ar)，从所得到的胞格烟迹图片可以发现胞格结构非常规则，横波波系的痕迹不明显，表明横波波系在稳定爆轰中已经衰减为弱声波。而且随着氩气稀释浓度的提高，爆轰胞格趋于规则的同时尺寸也相应变大，高浓度氩气稀释后的混合气体，胞格不稳定性在爆轰波的形成和传播过程中起的作用很小，故爆轰能稳定传播，也即为稳定爆轰。而不稳定爆轰是指不稳定性和湍流在反应区中起主导作用的爆轰。

图 4.25 是具有代表性的各混合气体($2H_2$-O_2-17Ar、$2H_2$-O_2-12Ar、H_2-N_2O -1.33N_2、C_3H_8-5O_2-9N_2)的爆轰结构纹影图片及爆轰胞格。由图 4.25 可知，$2H_2$-O_2 混合气体经高浓度氩气稀释后，爆轰波波前具有稳定的薄片层状结构，反应区中的湍流不明显，横波具有周期性且间距基本相等，胞格也非常规则。而在 H_2-N_2O-1.33N_2 和 C_3H_8-5O_2-9N_2 混合气体中，反应区中湍流比较明显，横波毫无规律，并且胞格也没有规则。



(a)

(b)

(c)

(d)

图 4.25　各种混合气体的爆轰结构及胞格(p_0=20kPa)

(a) $2H_2$-O_2-17Ar；(b) $2H_2$-O_2-12Ar；(c) H_2-N_2O-1.33N_2；(d) C_3H_8-5O_2-9N_2

据此，Austin 等[27]计算各种混合气体的活化能(Θ)和相对释放化学能量(Q/RT_1)，如表 4.1 所示。根据表 4.1 中所计算的参数对爆轰在各种混合气体传播的稳定性进行判断。

表 4.1 各种混合气体的爆轰参数及爆轰稳定性[27]

混合气体	u_{CJ} /(m/s)	Δ_I /mm	T_{VN} /K	p_{VN} /MPa	Θ	Q/RT_1	不稳定性
$2H_2$-O_2-12Ar	1517.9	0.7	1899.3	0.49	5.2	24.2	弱
$2H_2$-O_2-17Ar	1415.0	1.3	1775.3	0.44	5.4	14.7	弱
$2H_2$-O_2-3.5Ar	1958.0	0.7	1501.4	0.54	6.2	45.3	中等
$2H_2$-O_2-5.6Ar	1796.6	1.4	1403.2	0.49	6.9	36.3	中等
H_2-N_2O-1.33N_2	2017.5	1.5	1613.7	0.72	11.1	55.2	强
H_2-N_2O-1.77N_2	1954.7	2.3	1574.4	0.68	11.5	52.2	强
C_2H_4-3O_2-8N_2	1870.1	2.6	1627.4	0.72	12.4	53.7	强
C_2H_4-3O_2-10.5N_2	1844.1	3.2	1613.5	0.69	12.1	56.9	强
C_3H_8-5O_2-9N_2	1934.4	1.7	1643.7	0.82	12.7	65.3	强

Ng 等[28, 29]提出用爆轰敏感性参数 χ 判断爆轰的稳定程度。χ 是无量纲参数，代表爆轰稳定程度，数值越大表示爆轰越不稳定，并定义为

$$\chi = \varepsilon_I \frac{\Delta_I}{\Delta_R} = \varepsilon_I \Delta_I \frac{\dot{\sigma}_{max}}{u'_{CJ}}$$

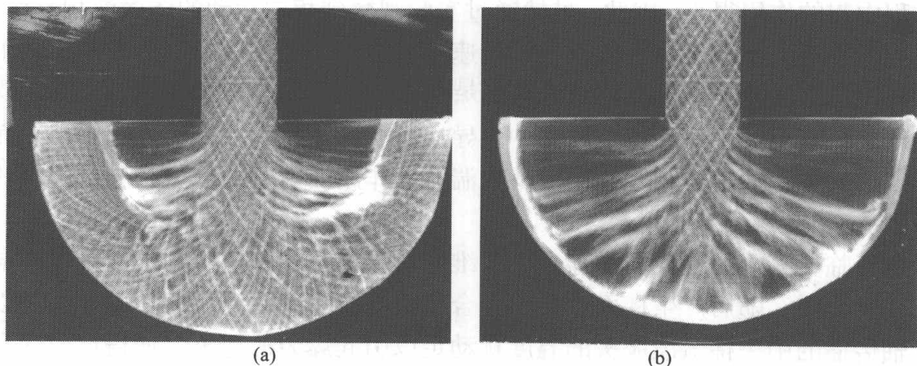
式中，ε_I、Δ_R、$\dot{\sigma}_{max}$ 和 u'_{CJ} 分别为诱导区中的活化能、化学反应区域长度、最大放热速率及质点的 CJ 速度。通过对 C_2H_2-O_2 加入不同浓度的 Ar 混合气体的各爆轰参数的计算(表 4.2)，得出 Ar 稀释浓度的提高使得爆轰在 C_2H_2-O_2 混合气体中的稳定性增加，因而爆轰胞格更加规则。

表 4.2 C_2H_2-O_2 加入不同浓度氩气后的爆轰敏感参数

Ar	p_0/kPa	E_a/RT_S	Δ_I/cm	Δ_R/cm	χ
70%	16	4.77	2.25×10^{-2}	3.32×10^{-2}	3.24
81%	41.7	4.77	1.52×10^{-2}	3.03×10^{-2}	2.39
85%	60	4.86	1.51×10^{-2}	3.41×10^{-2}	2.15
90%	100	5.07	1.92×10^{-2}	5.30×10^{-2}	1.83

3. 爆轰临界直(管)径

由于通过实验得到的爆轰胞格尺寸的大小有一定的误差，尤其对于不稳定性混合气体，胞格的结构非常不规则，而且大小不一，所以对于爆轰胞格测量的最大误差可达两倍，而爆轰临界管径的测定相对比较精确。所谓爆轰临界管径是指爆轰波可从管道中成功传播至无约束空间的最小管道直径。Lafitte[30, 31]早期在 7mm 管道中对 CS_2+3O_2 混合物进行起爆得到爆轰波，并使爆轰波由管道向自由场传播试图得到球面爆轰波，但遗憾的是最终以失败而告终。Zeldovich 等[32, 33]随后的研究发现 Lafitte 之所以没有能够得到球面爆轰，是因为爆轰波在由管道向自由场传播过程中，管道的直径小于可以形成球面爆轰的临界值。研究还发现如果管径大于该临界直径，管道中的爆轰波进入自由场后能成功发展为球面爆轰而不会熄灭，如图 4.26(a)所示。如果管径小于临界直径，平面爆轰波最终不能成功发展为球面爆轰，如图 4.26(b)所示。



(a)　(b)

图 4.26　爆轰波由管道向自由场传播成功(a)和不成功(b)形成球面爆轰[34]

由 CJ 理论得到爆轰速度不依赖于初始和边界条件，而仅仅依赖于可燃物质的热力学特性。然而，在实验中发现初始和边界条件对于爆轰波的传播影响非常大，其原因是爆轰的反应区厚度的存在使得爆轰易受边界效应的影响，考虑到这个因素后，Moen 等[35]用爆轰管径 d_C 而不是爆轰胞格宽度 λ 来作为真实爆轰波波前的特征。

由于爆轰波波前是以反应区域长度为特征，而冲击波的衍射过程由管径决定，从空间角度考虑，这两个特征参数应该具有一定的关系。Mitrofanov 和 Soloukhin[36]从 C_2H_2-O_2 混合气体的实验中发现临界直径和胞格宽度的经验关系式：$d_C \approx 13\lambda$。随后，Edwards 等[37, 38]用同样的混合气体验证了该公式，并且提出该公式也适用于其他混合气体。Knystautas 等[39]开展了系统的工作，证明了该

关系式适用于其他燃料-氧气和燃料-空气混合物，并利用 Matsui 和 Lee[40]提出的爆轰敏感度(D_H)来评价爆轰危害程度。然而，并非所有的混合气体都符合 $d_C \approx 13\lambda$ 关系式，Carnasciali 和 Lee[41]发现，如果在可燃性混合气体中自由基浓度非常高，或者混合物用高浓度的氩气稀释，$d_C \approx 13\lambda$ 关系式不再适用。当有高浓度氩气稀释，关系式为 $d_C \approx 30\lambda$ 或者比例系数更高。张博等[42]、Zhang 等[43]通过实验对几种典型混合气体(C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-O_2、C_3H_8-O_2、C_2H_2-2.5O_2-X%Ar)爆轰临界管径进行测量，得出对于未用氩气稀释的混合气体，临界管径与爆轰胞格之间的关系基本满足 $d_C \approx 13\lambda$，而 50%、65%和 70%氩气稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体，其临界管径与爆轰胞格尺寸之间的比分别为 21、25 和 29。

对 C_2H_2-O_2 混合气体用体积分数为 80%或者更高的氩气稀释，爆轰变得稳定，通过烟熏技术仍然能够得到爆轰运动的胞状结构的痕迹，发现胞格结构图比较规则，并且横波波系的痕迹不明显，这说明横波波系衰减为弱声波，在爆轰波的发展过程中起的作用很小。因此，虽然通过实验观察到相向运动的弱横波相互作用，但它们在本质上类似于马赫波或者超音速流场，故横波在该爆轰结构的形成中不起关键作用。$d_C \approx 13\lambda$ 关系式的失效也是由于在稳定和非稳定的爆轰中其失效和重起爆的机理不同。对于稳定爆轰，前导冲击波诱导化学反应引发起爆，然而在不稳定爆轰中，冲击波相互作用以及与湍流的作用而引起的热点是导致起爆的主要原因。

爆轰临界直径的现象同样存在于二维的情况，当在管道中的平面爆轰波向无约束空间传播，随后产生柱面爆轰。混合物的反应速率对温度非常敏感，所以沿着管轴传播的中央稀疏波波头的温度扰动足以引起爆轰的熄灭，使得反应区和冲击波波前解耦。Lee[34]得出爆轰直径和胞格宽度在二维和三维空间中的关系，并用这关系式来区别稳定和不稳定爆轰。

4.2 直接起爆引起爆轰现象

爆轰的直接起爆指的是爆轰瞬间形成而没有经历火焰加速的预爆轰阶段。所谓的“瞬间”是指起爆源在极短的时间内产生强爆炸波能量，并作用于混合气体而形成爆轰，而不是通过火焰加速引起爆轰[16, 17]。在实验中通过直接起爆最早研究球形爆轰的形成，这是由于一方面，球形爆轰波最容易通过在自由场中的直接起爆得到，如要得到其他几何形状的爆轰波(如平面、柱面爆轰波)，就必须对起爆源的形状、布局及起爆装置进行控制，对实验要求比较高；另一方面，由于火焰加速的大部分机理在自由场中丧失，所以在自由场中燃烧转爆轰的过程非常困难，故直接起爆被最先用来引发球形爆轰，如图 4.27 所示。

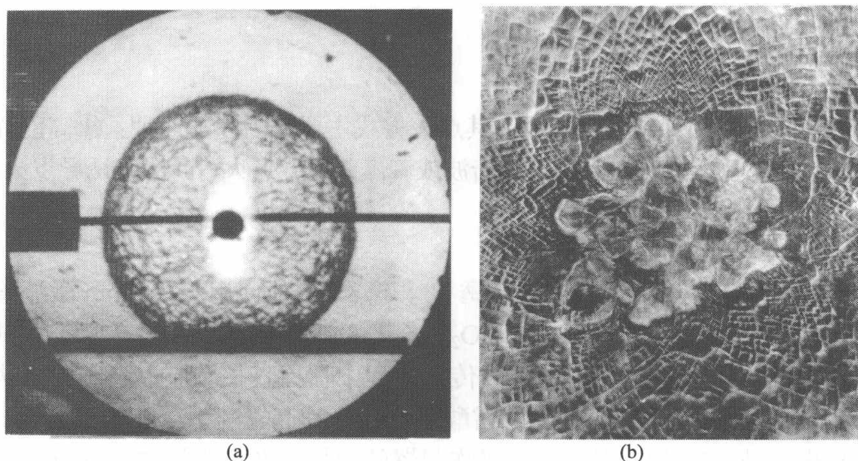


图 4.27　多头球面爆轰[44]纹影图(a)和烟迹图(b)

图 4.27 是 H_2+Cl_2 在初始压力 p_0=100Torr(约 13.3kPa)时的纹影和烟迹图。从图 4.27(a)中球面爆轰波阵面可清晰地看到湍流胞格结构，而图 4.27(b)是球面爆轰传播至管道底端经反射后的烟迹图片，胞格的波系图与平面爆轰的烟迹图(图 4.28)并没有太大的区别。这是由于爆轰波传播至底端经过反射作用形成马赫杆，所以球面爆轰和平面胞格结构图比较类似。

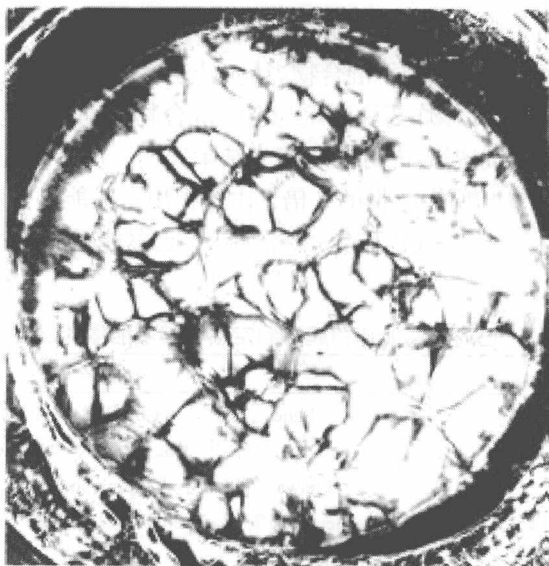


图 4.28　在管道底端得到的螺旋爆轰烟迹图[17]

4.2.1　直接起爆的方法

通过实验的方法得到直接起爆，其点火方式主要分为以下四种：①高能炸药和爆炸导线点火；②电火花点火；③冲击波或者爆轰诱导点火；④激光诱导点火。

1. 高能炸药和爆炸导线点火

Lafitte[30, 31]最早研究了直接起爆诱导球形爆轰。他使用管径 7mm 激波管产生一道平面爆轰波，使之向装有 CS_2+3O_2 混合物的球体容器的中心传播，并试图得到球形爆轰波。但由于忽略了爆轰波传播过程中临界直径效应，该实验方法没有成功得到球形爆轰波。随后用 1g 的雷酸汞炸药作为起爆药引爆相同混合物，最终得到球形爆轰波。Lafitte 得出直接爆炸起爆的规律：在离起爆源非常近的区域，起爆能量决定初始爆炸衰减速率。随着爆炸波扩散，波前释放的化学反应能量逐渐影响其传播，此时为过驱爆轰。最终在远离起爆源的区域，释放的化学能量完全控制爆轰波的运动，此时为自持 CJ 爆轰。研究同时发现在直接起爆中，过驱爆轰衰减为 CJ 爆轰波的过程和由燃烧转爆轰过程极为相似，两者都是首先在局部湍流火焰区中的爆炸中心形成过驱爆轰，然后逐渐衰减为 CJ 爆轰波。

Bull 等[45, 46]研究了乙烷与空气混合物球形爆轰直接起爆问题，并利用高能炸药点火。研究发现当燃料的当量 $\varphi=1.18$ 时，需用 0.018kg 的 Tetryl 才能产生直接起爆，当 $\varphi=0.8$ 和 $\varphi=1.63$ 时，则需要 0.52kg 的炸药。研究发现如果燃料浓度不在最佳浓度，点火能量将极大提高，由此引起了混合物当量比与点火能量关系的相关讨论。

Alekseev 等[47]利用高能炸药和丙烷与空气混合物分别作为起爆源，对油气与空气混合物的直接起爆引起爆轰进行了研究，结果表明，用丙烷与空气的混合物点火所需的能量是用高能炸药所需能量的 7 倍，由此得出点火能量依赖于起爆源的性质。

利用高能炸药，对一些气体碳氢燃料的临界起爆能量已进行了测定，如表 4.3 所示。

表 4.3　已通过高能炸药起爆测定临界起爆能量的混合气体

混合气体	研究者
H_2-空气	Benedick 等[48]、Guirao 等[49] 和 Makeev 等[50]
CH_4-O_2	Bull 等[51]、Kogarko 等[52]和 Nicholls 等[53]
C_2H_2-空气	Freiwald 和 Koch[54]、Kogarko 等[52]和 Vasilev 等[55]
C_2H_4-空气	Benedick 等[48]、Bull 等[56, 57]、Hikita[58]和 Murray 等[59]
C_2H_6-空气	Bull[60]
C_3H_8-空气	Elsworth 等[61]
C_4H_{10}-空气	Elsworth 等[61]
C_2H_6-O_2-N_2	Knystautas 等[62]

利用爆炸导线(exploding wire)，Macek[63]测定了 H_2-O_2 混合气体以及加入各种少量其他燃料(如 CCl_4、CH_4、CH_4Cl_3、Cl_2、C_2H_6、i-CH_4H_{10} 和 n-C_4H_{10})稀释混合气体的临界起爆能量，Aminallah 等[64]测量了 CH_4-O_2 的临界能量。

2. 电火花点火

Knystautas 和 Lee[65]，Lee 和 Matsui[66]利用 L-R-C 电路产生的电火花点火，并与高能炸药点火和平面爆轰波诱导产生球形爆轰的点火能量分别进行比较，发现虽然可用电容中储存的能量 $E_T = 1/2CV^2$ 来估算在混合气体中沉积的总能量，但是由于在放电过程中存在能量损失和欧姆损耗，所以用该方法得到的仅仅是作用于直接起爆能量的数量级大小，并不能得到引起直接起爆的有效点火能量。由于放电电流的震荡曲线为：$i(t) = A\mathrm{e}^{-\alpha \cdot t}\sin(\omega t)$，真正沉积于混合气体中的能量为电流函数的平方与电火花电阻乘积的积分 $E_s = \int_0^\infty i^2 R_S \mathrm{d}t$。

Knystautas 和 Lee[65]通过理论计算发现，只有最初 1/4 周期的放电能量才真正作用于直接起爆，1/4 周期之后的能量对于直接起爆并没有显著影响，只能起到加热混合气体的作用，因为此时起爆过程已经完成。但是该结论只限于理论推测，缺少必要的实验支持。Zhang 等[67]通过建立高电压点火系统和爆炸波测量装置，确定电火花放电能量的计算方法，得到电火花产生的爆炸波的变化趋势和传播规律特性，并最终验证了 1/4 周期放电能量是引起直接起爆的有效能量。

Matsui 和 Lee[40, 68]对电火花点火中不同几何形状的电极和电极之间的不同间距对放电能量的影响做了研究，结果表明当电极的间距小于临界值，其间距对于起爆能量的影响显著，反之则影响较小。实验分别研究了四种类型的放电电极，结果表明不同类型的电极，其间距对于放电能量的影响大小依次为不锈钢针状、1/16 英寸①的不锈钢棒、3/8 英寸的铜质球状、1/2 英寸的铜质球状和法兰电极。

3. 冲击波或者爆轰诱导点火

爆轰波本质上就是由化学反应支持的强冲击波，早期研究爆轰的学者发现，如果能在可燃混合物中有一个足够强的冲击波作为诱导，就能够发生直接起爆。Berets 等[69]对冲击波诱导爆轰作了比较系统的研究。用爆轰驱动使之在惰性气体缓冲区中产生冲击波，使冲击波传入爆炸性测试气体用来引发爆轰。观察到足够强的冲击波传入测试气体就会发生直接起爆。如果初始冲击波比较弱，冲击波过后的温度低于自点火的温度，冲击波就会逐渐衰减，这个过程类似于冲击波在非化学反应的混合

① 1 英寸=2.54cm。

物中的传播。然而，如果冲击波的强度足以引起自点火，但是没有达到直接起爆，这种现象就比较复杂。冲击波的加速是由于化学反应能量释放引起的，冲击波传播一段距离以后，就会诱导产生爆轰，该过程类似于燃烧转爆轰的过程。

Berets 等[69]同时发现：如果诱导冲击波突然进入自由场且只能形成球形爆轰时，就不会出现球形燃烧波的加速以及最终转化为爆轰的过程。因此，得出结论为：只有当诱导冲击波是强冲击波才能引发球形爆轰的直接起爆。然而遗憾的是，Berets 等[69]对冲击波诱导直接起爆过程没有作详细探究。

Mooradian 和 Gordon[70]用爆轰波替代冲击波诱导来研究直接起爆问题。从驱动段中直接得到爆轰波并使之向可燃混合气体传播，在驱动段和被驱动段之间使用隔膜来破坏入射爆轰波的胞状结构，使得向下游传播的只有冲击波，并对两种诱导方式进行对比。结果发现，由于入射爆轰波胞格结构本身具有不稳定性，所以用爆轰波诱导比冲击波诱导更容易引起爆轰。胞状结构中的不稳定性只有在传播过程中被激发并且重建，在测试气体中才能形成爆轰波。

Gelfand 等[71]和 Bartenev 等[72]利用冲击波聚焦实现了爆轰波的点火，在激波管道末端设置不同形状的反射面，研究了冲击波在反射后聚焦产生高温高压现象，观察到点火后分别形成爆轰波和爆燃波的传播过程，并分析了反射面形状和初始条件等因素对聚焦点火的影响。

4. 激光诱导点火

激光诱导点火也称为光化学起爆，指的是通过激光诱导形成爆轰，当激光达到一定强度时，可燃混合气体直接形成爆轰。Norrish 等[73, 74]、Thrush[75]通过闪光分解装置观察得出了混合物在高强度紫外线脉冲辐射下直接形成爆轰；Klimkin 等[76]用激光诱导，并对球形爆轰起爆初始阶段进行研究；Kataoka 等[77]通过激光诱导的方法在乙炔氧气混合气体中进行直接起爆得到了临界起爆能量；Wadsworth[78]利用环形的闪光材料包裹含有可燃混合气体圆柱状的石英管道，在管道中用高强度紫外线脉冲诱导，从而成功得到了会聚柱面爆轰。

Lee 等[79]证明了用闪光电解的方法进行直接起爆的可行性。并对 C_2H_2-O_2，H_2-O_2 和 H_2-Cl_2 混合气体进行闪光电解起爆研究，从捕捉到的阴影照片确定在紫外线脉冲后可燃混合气体中没有冲击波产生，但是在极短的诱导期过后，在光电解混合物中观察到爆轰的产生。通过控制闪光的强度和持续时间，Lee 等证明了电离基团浓度梯度为诱导爆轰产生的原因。电离基团浓度导致产生自点火的诱导时间的梯度，在诱导时间梯度场中的连续爆炸导致了爆轰的形成。Lee 等发现光化学起爆与高能炸药作为起爆源的相似之处在于，它也存在某种临界值。闪光所产生的强度如果低于这个临界值，只能形成爆燃波；如果恰等于临界值，在过驱

爆轰之后，逐渐形成稳定爆轰；如果起爆能量远超过临界值，就会直接产生爆轰波。光化学起爆的本质就是化学能量的释放与在混合物中传播的冲击波暂时同步的过程。

以上概括了形成直接起爆的各种方法，虽然采用的方式不同，但其目的都是在各初始条件下为爆轰形成创造不同的条件。因此，所有起爆方式的本质差异就是其导致爆轰开始的临界条件之间的差异。

4.2.2 临界起爆能量

Lee 等[80]通过研究发现，球形爆轰的直接起爆需要起爆源提供一个足够大的能量，因此起爆能量对于能否成功引发球形爆轰至关重要。临界起爆能量也是判断各种物质爆轰敏感性最直接的参数。

Zeldovich 等[32, 33]通过实验研究发现，在爆轰的直接起爆过程中的确存在临界起爆能量，并发现如果起爆能量小于临界能量，爆炸波逐渐衰减为声波而不能形成球形爆轰波。Zeldovich 等[33]最早提出直接起爆引起球形爆轰的理论模型，并提出成功直接起爆引起爆轰必须满足如下两个条件：①产生的爆炸波必须具有足够强的能量来引起化学反应；②爆炸波持续时间必须足够长(至少不低于化学反应诱导时间)来完成化学反应。他们还提出了临界能量与诱导区厚度三次方成正比关系，虽然 Zeldovich 的研究没有得到临界起爆能量与爆轰参数的定量理论，但是通过该模型可以定性分析起爆能量与诱导区厚度之间的关系，并且得出起爆能量依赖于可燃混合气体化学反应动力学的定性关系。Zeldovich 等研究同时表明，直接起爆包括了由起爆源产生的具有持续时间足够长的强激波成长过程。起爆源产生的爆炸波通常比 CJ 爆轰波强，当爆炸衰减后，化学反应所释放的能量开始影响激波的运动过程，强爆炸波因此变成了一个过驱爆轰波。如果起爆能量足够大，过驱爆轰波将逐渐衰减为 CJ 爆轰。

Bach 等[81]对于球面爆轰的直接起爆的实验研究表明，根据起爆能量低于、等于和高于临界起爆能量，可以把起爆能量分为三种区域，分别是低临界、临界和超临界区域。Bach 等[82]以及 Knystautas 和 Lee[65]通过瞬态流场结构研究不同起爆能量对爆轰波的影响，提出化学动力学和流体力学耦合机理的物理模型，该模型包括了对应于不同大小的起爆能量的三个重要的传播区域，并且对爆炸波衰减规律进行研究。

1. 低临界能量

Ng[83]、Ng 和 Lee[84]用多步反应图解对起爆能量进行数值模拟并对起爆能量三种区域开展研究，模拟结果表明：所谓低临界区域(subcritical regime)，就是起爆能量远小于临界值的起爆现象。由于能量在可燃性混合气体中突然大量沉积，

所以形成了一个强爆炸波，在爆炸波传播的早期，爆炸能量决定了衰减过程。当爆炸衰减到较远的距离，释放的化学能量开始影响爆炸波的传播。如果起爆能量远小于临界值，化学反应区将与激波波前解耦，爆炸波逐渐衰减到声速(图 4.29)。

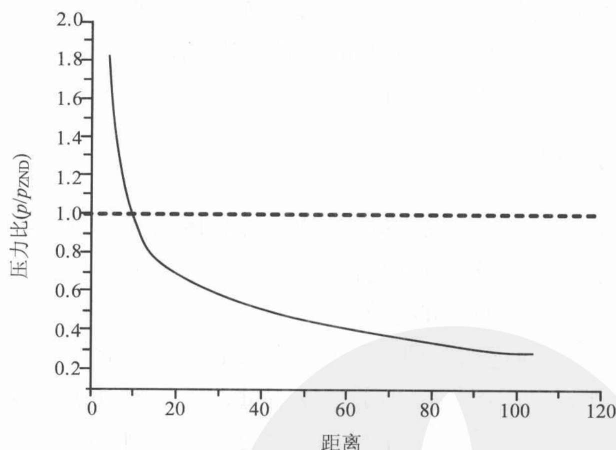


图 4.29 起爆过程中低临界区域的压力波形图[83]

图 4.30 是低临界起爆能量引起的球面爆轰纹影图，由图 4.30 可见，在爆炸波传播的早期，由于冲击压缩形成的高温导致诱导非常短，所以冲击波和化学反应区这两个波阵面耦合传播，很难区分彼此。然而，当爆炸衰减到较弱能量时，冲击波的温度逐渐降低，导致爆轰诱导时间增加。随着诱导长度的增加，冲击波和反应区开始解耦。由于初始能量低于直接起爆的临界值，反应波前与冲击波解耦，最终导致初始过驱爆轰衰减为球面燃烧波。

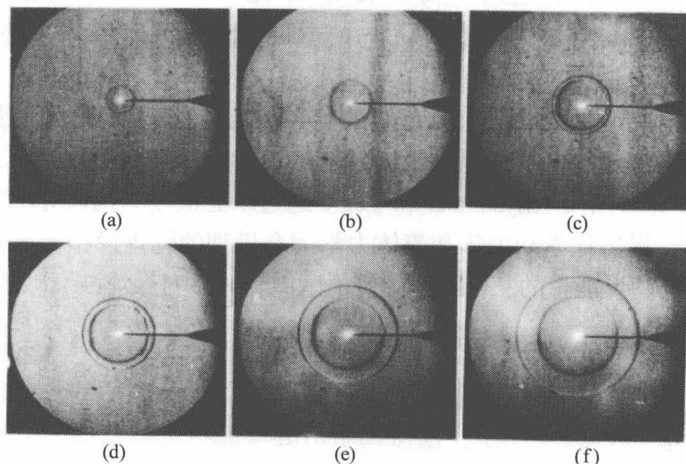


图 4.30 低临界区域纹影序列图[81]

(a) 1.6μs; (b) 4.8μs; (c) 8.0μs; (d) 13.0μs; (e) 22.5μs; (f) 32.3μs

2. 超临界能量

如果起爆能量高于临界能量则称为超临界区域(supercritical regime)，在超临界区域中，爆炸源释放的爆炸波持续时间足够长，在爆炸波后自燃发生的足够快，因此化学反应区和激波紧密耦合，爆炸波渐近衰减为自持 CJ 爆轰(图 4.31)。

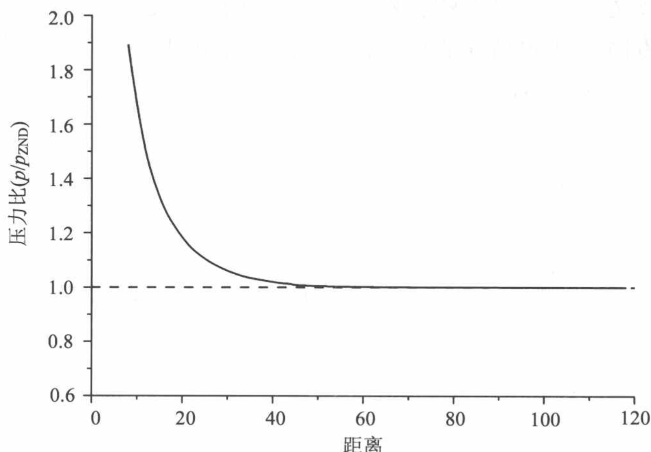


图 4.31　起爆过程中超临界区域的激波压力图[83]

图 4.32 是超临界起爆能量引起的球面爆轰纹影图。从图中可以看到当起爆能量高于临界值时，产生的前导冲击波和化学反应区在整个过程中始终都是耦合传播，并由过驱爆轰迅速衰减到 CJ 爆轰，同时可观察到爆轰波阵面具有胞状结构。

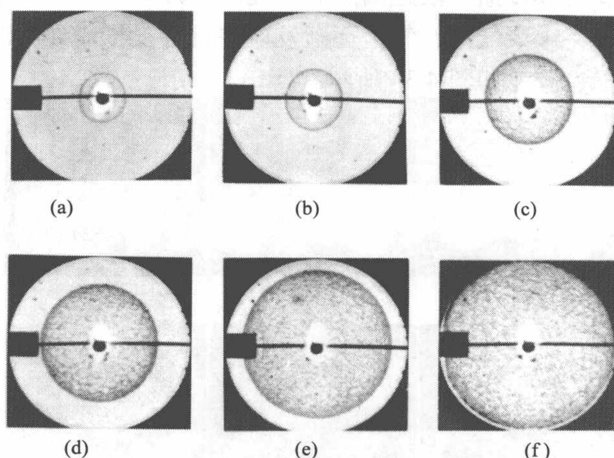


图 4.32　超临界区域纹影序列图[81]

(a) 6μs; (b) 7.7μs; (c) 12.5μs; (d) 17.9μs; (e) 23.0μs; (f) 27.8μs

3. 临界能量

如果起爆能量在临界值附近，即所谓的临界区域(critical regime)，此时现象就变得非常复杂。当起爆能量在临界值附近，爆炸波波前和反应区波前首先开始解耦。在低临界区域中，反应区域和激波不断分离，而在临界区域，当爆炸波衰减到某一特定激波速度时，解耦就会停止，此后激波与反应波波阵面以亚稳态速度一起传播，其传播速度的马赫数接近混合物自燃的极限值，过驱爆轰波最终衰减为自持 CJ 爆轰波(图 4.33)。

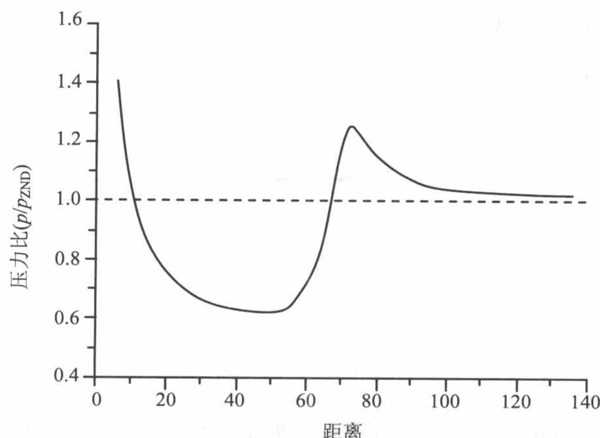


图 4.33 起爆过程中临界区域的激波压力图[83]

以亚稳态速度持续传播一段距离之后，在反应波阵面内发生了局部爆炸，在爆炸中心形成了过驱爆轰气泡，气泡逐渐发展并且吞没了前导激波波阵面，形成一个不对称多头爆轰波，如图 4.34 所示。

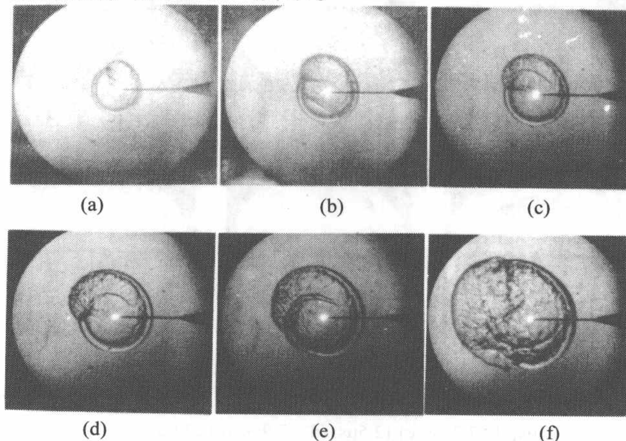


图 4.34 临界区域纹影序列图[81]

(a) 6.5μs; (b) 9.0μs; (c) 11.5μs; (d) 14.4μs; (e) 16.6μs; (f) 20.3μs

由图4.34可知,爆轰气泡最终吞没整个前导激波波前并形成高速不对称爆轰，因此在临界区域中，爆轰的形成是局部现象。初始的球面爆炸只是在反应波波前附近处为爆轰开始提供关键条件。

起爆能量是起爆源最基本的特性，其含能大小可以决定能否成功得到球面爆轰和初始爆炸波与反应区耦合情况,进而影响爆轰传播规律。自从Zeldovich以来，Lee等[17, 85, 86]、Benedick等[87]、Vasilev等[88]、Lee 和 Higgins[89]发展了许多理论模型，试图建立一个可以预测起爆能量的先验理论，并通过实验研究得到了起爆能量的定性关系。Zhang等[43, 90, 91]通过实验测定可燃混合气体的临界能量，并基于实验结果发展了预测临界起爆能量的模型。

4.2.3　研究直接起爆面临的问题

首先，虽然直接起爆可由多种方法得到，但如何确定临界起爆能量却比较困难。在以前的研究中，无论采用凝聚炸药、电火花点火、冲击波或者爆轰诱导和激光点火，使用较多的是通过经验计算得出起爆能量，其可靠性和准确性值得商榷。

其次,高压电火花点火作为起爆源被广泛应用于直接起爆引起爆轰的研究中。然而关于高压电火花的特性，如产生的爆炸波传播规律、点火能量是否完全作用于爆轰的形成等一些问题，目前了解甚少。

再次，加利福尼亚理工学院的 Kaneshige 和 Shepherd[26]所发表的 Detonation Database 收录了一些物质的临界起爆能量。但其中的实验数据是通过使用凝聚炸药作为起爆源，并通过药量的计算得到临界能量，部分则通过其他爆轰参数(如临界管径)的换算得出，并非对能量直接测量得到；另外，由于该论文的数据都是引用于其他已经发表的文献，所以各种物质的临界能量收录缺乏系统性和全面性，其数据有待于丰富和完善。

同时，各种物质临界起爆能量的规律尚未系统研究，临界能量与其他爆轰动态参数，如爆轰胞格尺寸和临界管径等，虽然已有学者进行过研究，如已得出临界能量与胞格尺寸的理论关系、临界管径与胞格尺寸的经验关系等，但该结论仅限于少数几种混合气体，由于实验数据不全面，所以得出的结论缺乏普遍性。并且对于某些初始状态，如可燃混合气体加入高浓度氩气后，各爆轰参数之间的变化规律及联系是否因氩气稀释而改变等，仍需要进一步探索。

最后，临界起爆能量大小的确定依赖于实验测量，而在实验条件之外的临界能量，只能通过模型进行预测，由于采用的方法和模型的区别，得出的结果也存在数量级的差异，所以到目前为止，很少有准确预测临界起爆能量的模型。

参考文献

[1] Berthelot M, Vielle P. On the velocity of propagation of explosive processes in gases. C R Hebd Sceances Acad Sci, 1881, 93: 18–21.

[2] Berthelot M, Vielle P. On explosive waves. C R Hebd Sceances Acad Sci, 1882, 94: 149–152.

[3] Mallard E, Le Chatelier H. Recherches experimentales et theoriquessur la combustion des melanges gaseoux explosifs. Ann Mines, 1883, 8(4): 274–568.

[4] Lee J H S, Soloukhin R I, Oppenheim A K. Current views on gaseous detonation. Acta Astronaut. 1969, 14: 564–584.

[5] Lee B, Lee J, Knystautas R. Transmission of detonation waves through orifices.AIAA Journal, 1966, 4: 365–367.

[6] Oppenheim A K. Dynamics features of combustion. Phil Trans R Soc Lond, 1985, 133(3): 211–220.

[7] Meyer J W, Urtiew P A, Oppenheim A K. On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation. Combustion and Flame, 1970, 14(1): 13–20.

[8] Urtiew P, Oppenheim A K. A complete sequence of stroboscopic laser-schlieren records of the nonsteady flow field ahead of an accelerating turbulent. Proc Royal Soc Lond, 1966, 295A:13–28.

[9] Zeldovich Y B. On he theory of the propagation of detonation in gaseous systems. Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1940, 10(5): 543–681.

[10] Fay J A. Two-dimensional gaseous detonations:velocity deficit. Phys Fluids, 1959, 2: 283.

[11] Brochet C. Contribution a letude des detonations instable dans les melanges gazeux. France: University of Poitiers Ph. D thesis, 1966.

[12] Teodorczyk A, Lee J H S, Knystautas R. Prog Astro and Aero, 1991, 133: 223–240.

[13] Laberge S, Atanasov M, Knystautas R, et al. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. Prog Astronaut Aero, 1993, 153: 381–396.

[14] Chapman D L. On the rate of explosion in gases. Philos Mag, 1899, 47(284): 90–104.

[15] Jouguet E. On the propagation of chemical reaction in gases. J de Mathematiques Pures et Appliquees, 1905, 1: 347–425.

[16] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[17] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 311–336.

[18] Jesuthasan A. Near-limit propagation of detonations in annular channels. Montreal: McGill University Master thesis, 2011.

[19] Schott G L. Observations of the structure of spinning detonation. phys Fluids. 1965, 8(5): 850–865.

[20] Manson N, Brochet C, Brossard J, et al. Vibratory phenomena and instability of self-sustained detonations in gases. Proc Combust Inst, 1963, 9: 461–469.

[21] Saint-Cloud J P, Guerraud C, Brochet C, et al. Some properties of very unstable detonations in gaseous mixtures. Astro Acta, 1972, 17: 487–498.

[22] Lee J H S, Bowen J R. Dynamics of Exothermicity. Netherlands: Gordon and Breech, 1996: 321-336.

[23] Camargo A, Ng H D, Chao J, et al. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes. Shock Waves, 2010, 20(6): 499–508.

[24] Campbell C, Woodhead D W. The ignition of gases by a explosion wave. Part 1.Carbon monoxide and hydrogen mixtures. Chem Soc, 1926: 3010–3021.

[25] Denisov Y N, Troshin Y. Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes. Dokl Akad Nauk SSSR(Phys-Chem Sec), 1959, 125: 110–113.

[26] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97-8, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1997.

[27] Austin J M, Pintgen F, Shepherd J E. Reaction zones in highly unstable detonations. Proceedings of the Combustion Institute, 2005, 30: 1849–1857.

[28] Ng H D. The effect of chemical reaction kinetics on the structure of gaseous detonations. Montreal: McGill University Ph. D thesis, 2005.

[29] Ng H D, Ju Y G, Lee J. Assessment of detonation hazards in high-pressure hydrogen storage from chemical sensitivity analysis. International Journal of Hydrogen Energy, 2007, 32(1): 93–99.

[30] Lafitte P C R. Sur la propagation de l'onde explosive. Acad Sci Paris, 1925, 177: 178–180.

[31] Lafitte P. Ann Phys 10e Ser, 1925(4): 487.

[32] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1940, 10(5): 543–681.

[33] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[34] Lee J H S. On the critical tube diameter. *In*: Bowen J. Dynamics of Exothermicity, Gordon and Breach, Amsterdam, Netherlands, 1995: 321–335.

[35] Moen I O, Sulmistras A, Thomas G O, et al. Influence of cellular regularity on the behavior of gaseous detonations. Dynamics of Explosions, Prog Astro Aero, 1986, 106:220–243.

[36] Mitrofanov V V, Soloukhin R I. The diffraction of muti-front detonation waves. Sov Phy Dokl, 1965, 9(12): 1055.

[37] Edwards D H, Hooper G, Morgan J M. An experimental investigation of the direct initiation of spherical detonations. Acta Astronautica, 1976, 3(1-2): 117–130.

[38] Edwards H, Thomas G O, Nettleton M A. The diffraction of planar detonation waves at an abrupt area change. Fluid Mech, 1979, 95: 79–96.

[39] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[40] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979, 17(1): 1269–1280.

[41] Carnasciali F, Lee J H S, Knystautas R, et al. Turbulent jet initiation of detonation. Combustion and Flame, 1991, 84(1-2): 170–180.

[42] 张博，白春华，Lee J H S. C_2H_2-2.5O_2-Ar 混合气体临界管径和爆轰胞格及临界起爆能量的实验研究. 北京理工大学学报，2012, 32(3): 226–230.

[43] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Direct measurement and relationship between critical tube diameter and critical energy for direct detonation initiation. Irvine, US: 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2011.

[44] Lee J, Soloukhin R, Oppenheim A K. Current views on gaseous detonation. Acta Astronaut, 1969, 14(5): 565–584.

[45] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G. A study of spherical detonation in mixtures of methane and oxygen diluted by nitrogen. Phys Appl Phys, 1976, 9: 1991–2000.

[46] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G. Concentration limits to unconfined detonation of ethane-air. Combustion and Flame, 1979, 35: 27–40.

[47] Alekseev V I, Dorofeev S B, Sidorov V P. Direct initiation of detonations in unconfined gasoline sprays. Shock Waves, 1996, 6: 67–71.

[48] Benedick W B, Guirao C M, Knystautas R, et al. Critical charge for the direct initiation of detonation in gaseous fuel-air mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1986, 106: 181–202.

[49] Guirao C M, Knystautas R, Lee J, et al. Hydrogen-air detonations. In 19th Symp Int Combust Proc, 1982: 583–590.

[50] Makeev V I, Gostintsev Y A, Strogonov V V, et al. Combustion and detonation of hydrogen-air mixtures in free spaces. Combust Explos Shock Waves, 1983, 19(5): 548–550.

[51] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G, et al. A study of spherical detonation in mixtures of methane and oxygen diluted by nitrogen. Phys Appl Phys, 1976, 9(13): 1991–2000.

[52] Kogarko S M, Adushkin V V, Lyamin A G. Investigation of spherical detonation of gas mixtures. Combust Explos Shock Waves, 1965, 1(2): 22–34.

[53] Nicholls J A, Sichel M, Gabrijel Z, et al. Detonability of unconfined natural gas-air clouds. 17th Symp Int Combust Proc, 1979: 1223–1234.

[54] Freiwald H, Koch H W. Spherical detonations of acetylene-oxygen-nitrogen mixtures as a function of nature and strength of initiation. 9th Symp Int Combust Proc, 1962: 275–281.

[55] Vasilev A A, Grigorev V V. Critical conditions for gas detonation in sharply expanding channels. Combust Explos Shock Waves, 1980, 16(6): 579–585.

[56] Bull D C. Concentration limits to the initiation of unconfined detonation in fuel/air mixtures. Trans. Inst Chem Eng, 1979, 57(4): 219–227.

[57] Bull D C, Elsworth J E, Hooper G. Initiation of spherical detonation in hydrocarbon/air mixtures. Acta Astron, 1978, 5(11): 997–1008.

[58] Hikita T. A report on the experimental results of explosions and fires of liquid ethylene facilities. Tokyo: Institution for Safety of High Pressure Gas Engineering, 1975.

[59] Murray S B, Gottlieb J J, Coffey C, et al. Direct initiation of detonation in unconfined ethylene-air mixtures-influence of bag size. 7th Symp Mil App Blast Sim, 1981: 3–6.

[60] Bull D C. Towards an Understanding of the Detonability of Vapour Clouds. Waterloo: University of Waterloo Press, 1982: 139–155.

[61] Elsworth J E, Shuff P J, Ungut A. "Galloping" gas detonations in the spherical mode. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 130–150.

[62] Knystautas R, Guirao C, Lee J H, et al. Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 23–37.

[63] Macek A. Effect of additives on formation of spherical detonation waves in hydrogen–oxygenmixtures. AIAA J, 1963, 1(8): 1915–1918.

[64] Aminallah M, Brossard J, Vasiliev A. Cylindrical detonations in methane-oxygennitrogen mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 203–228.

[65] Knystautas R, Lee J H. On the effective energy for direct initiation of gaseous detonations. Combustion and Flame, 1976, 27: 221–228.

[66] Lee J H, Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1977, 28: 61–66.

[67] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Measurement of effective blast energy for direct initiation of spherical gaseous detonations from high-voltage spark discharge. Shock Waves, 2012, 22(1): 1–7.

[68] Matsui H, Lee J H. Influence of electrode geometry and spacing on the critical energy for direct initiation of spherical gaseous detonations. Combustion and Flame, 1976, 27: 217–220.

[69] Berets D J, Greene E F, Kistiakowsky G J. hydrogen-oxygen system. Am Chem Soc, 1950, 7(2): 1080.

[70] Mooradian A J, Gordon W E. Gaseous detonation. I. initiation of detonation. Journal of Chem Phy, 1951, 19: 1166–1172.

[71] Gelfand B E, Khomik S V, Bartenev A M. Detonation and deflagration initiation at the focusing of shock waves in combustible gaseous mixture. Shock Waves, 2000, 10(3): 197–204.

[72] Bartenev A M, Khomik S V, Gelfand B E. Effect of reflection type on detonation initiation at shock wave focusing. Shock Waves, 2000, 10(3): 205–215.

[73] Norrish R G. The study of combustion by photochemical methods. 10th Int Symp On Combustion, 1965: 1–18.

[74] Norrish R G, Porter G, Thrush B A. Studies of the explosive combustion of hydrocarbons by kinetic spectroscopy. II. Comparative investigations of hydrocarbons and a study of the continuous absorption spectra. Proc R Soc Lond, 1955, A227: 423–433.

[75] Thrush B A. The homogeneity of explosions initiated by flash photolysis. Proc R Soc Lond, 1955, A233: 147–151.

[76] Klimkin V F, Soloukhin R I, Wolansky P. Initial stages of a spherical detonation directly initiated by a laser spark. Combustion and Flame, 1973, 21(1): 111–117.

[77] Kataoka H, Kato H, Ishii K. Direct Initiation of Acetylene-Oxygen Mixture Using Laser Ablation. Minsk: Proceedings of the 22nd ICDERS, 2009.

[78] Wadsworth J. Use of flash photolysis to initiate detonation in gaseous mixtures. Nature, 1961, 190: 623–624.

[79] Lee J H, Knystautas R, Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonations. Acta Astronautica, 1978, 5(11–12): 971–982.

[80] Lee J H S, Lee B H K, Shanfield I. Two-dimensional unconfined gaseous detonation waves. 10th Int Symp On Combustion, 1964: 805–814.

[81] Bach G G, Knystautas R, Lee J H S. Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives, Symposium (International) on Combustion, 1969, 12(1): 853–864.

[82] Bach G G, Knystautas R, Lee J H. Initiation criteria for diverging gaseous detonations. Symposium (International) on Combustion, 1971, 13(1): 1097–1110.

[83] Ng H D. Direct initiation of detonations with multi-step reaction scheme. Montreal: McGill University, Master thesis, 2001.

[84] Ng H D, Lee J H S. Direct initiation of detonation with a multi–step reaction scheme. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 476: 179–211.

[85] Benedick W B, Kennedy J D, Morosin B. Detonation limits of unconfined hydrocarbon-air mixtures. Combust Flame, 1970, 15 (1): 83–84.

[86] Lee J H S, Knystautas R, Guirao C M. The Link Between Cell Size, Critical Tube Diameter, Initiation Energy and Detonability Limits. Fuel - Air Explosions, Waterloo:University of Waterloo Press, 1982: 157–187.

[87] Benedick W R, Knystautas R, Lee J H S. Large-scale experiments on the transmission of fuel-air detonations from two-dimensional channels. Progress in astronautics and aeronautics, 1984, 94: 546–555.

[88] Vasilev A A, Mitrofanov V V, Topchiyan M E. Detonation waves in Gases. Fiz Goreniya Vzryva, 1987, 23(5): 109–131.

[89] Lee J, Higgins A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation. The Royal Society of London Series A–Mathematical Physical and Engineering Science, 1999, 357(1764): 3503–3521.

[90] Zhang B, Kamenskihs V, Ng H D, et al. Direct blast initiation of spherical gaseous detonations in highly argon diluted mixtures. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2265–2271.

[91] Zhang B, Ng H D, Mevel R, et al. Critical energy for direct initiation of spherical detonations in $H_2/N_2O/Ar$ mixtures. International Journal of Hydrogen Energy, 2011, 36(9): 5707–5716.

第二篇　爆轰状态与爆轰波结构

第 5 章　爆轰接近极限时的传播机理与结构

爆轰极限是指爆轰可以传播必须满足的条件，包括爆轰波传播的初始和边界条件，因此，爆轰极限依赖于一系列因素，如管道直径、混合物的初始热力学状态(p，T)以及混合物的组分等。

对于小直径的管道，边界容易导致热量及动量的损失，这些损失引起爆轰速度的下降并最终导致爆轰失效。在爆轰波之后的边界层导致反应区中的流场扩散，这种效应类似于爆轰波波前的曲率小于临界值而导致爆轰波传播速度的下降，并引起爆轰的失效。对于绝大多数的可燃混合气体，爆轰是不稳定的，不稳定性为爆轰的传播提供关键的机理。管道的壁面与爆轰波波前的胞格状结构本身所具有的不稳定性之间相互扰动导致爆轰极限的形成。例如，如果连最不稳定的爆轰都不能满足其传播的边界条件，则导致爆轰的失效。由于爆轰极限是一个综合性的效应，所以对其预测非常困难[1]。

在接近爆轰极限处，爆轰传播现象非常不稳定和复杂，一些学者也进行了广泛的研究。Manson 和 Guénoche[2]研究了不同组分的乙炔氧气、丙烷氧气混合气体，并发现如果混合气体的组分确定，在接近爆轰极限处，爆轰速度与管道直径的减小呈线性关系，同时提出爆轰速度的降低和爆轰极限是由于热量损失导致管壁附近形成淬火层的结果。Gordon 等[3]实验研究了在 20mm 的管道中，不同初始压力和组分的氢氧混合气体在接近爆轰极限时的现象。研究表明，对于不稳定性最弱的混合气体，若形成螺旋爆轰则表明此时已经到达爆轰极限。Pusch 和 Wagner[4]研究了甲烷氧气混合气体的爆轰极限，并确定爆轰极限是关于初始压力、初始热动力状态以及混合物的组分的函数。研究同时表明，对于最容易形成爆轰的混合气体，其到达爆轰极限的管径值也最小，由此推测管道直径与化学反应区厚度有关。当反应区的厚度与管道直径在同一数量级，将会导致爆轰失效。Pusch 和 Wange[4]工作的重要意义在于，他们揭示了爆轰极限不仅仅与可燃气体本身属性有关，而且依赖于边界条件。

Manson 等[5]首次指出爆轰极限和爆轰波不稳定性之间的关联性。他们测量单次爆轰速度并与平均值相对比，得出的速度波动即为爆轰不稳定性，以此判断爆轰极限。研究采用丙烷-氧气-氮气混合气体，并使用高速扫描成像技术捕捉爆轰波图像，结果表明当爆轰接近极限时，爆轰波结构的不稳定性幅度增加，并发现驰振爆轰现象。

由于边界条件的影响，爆轰传播的极限取决于管道的规格和几何形状。由于爆轰在接近极限条件时不稳定性对其影响极大，所以管道的直径应与爆轰的特征长度尺寸相关联。在 Moen 等[6]的研究中，把螺旋爆轰的出现作为判断爆轰极限的标准。并依据螺旋爆轰的声速理论，提出爆轰波达到极限必须满足的条件为$\lambda=2d_C$(其中λ为爆轰胞格尺寸，d_C为管道直径)。Depré 等[7-9]进一步研究了贫燃的氢气-空气在常压下的爆轰极限，使用的管道直径为 152mm、97mm、74mm、49mm 和 38mm。研究表明绝大多数的爆轰达到极限时，满足的条件为$\lambda=\pi d_C$，这个标准最早是由 Lee[10]提出。Lee[10]认为πd_C代表了管道的最大特征长度尺寸，因此可以与混合气体的爆轰敏感性的特征参数，也即爆轰胞格尺寸相联立。

通过以前的一些研究表明，爆轰极限依赖于初始条件(如混合物的组分、惰性气体稀释浓度、初始压力等)和边界条件(如管道的规格、几何形状和表面粗糙度等)。然而，爆轰极限并非爆轰可以传播和失效的明确分界，而是爆轰由自由传播至失效的一段过渡区域，因此，如果要得出精确的爆轰极限，显然不现实。基于以上考虑，爆轰极限的判断还较模糊：例如，Manson 等[5]利用爆轰速度的稳定性来判断爆轰极限；而 Moen 等[6]基于是否形成螺旋爆轰作为爆轰极限。由于目前尚未形成精确预测爆轰极限的理论，所以对爆轰在接近极限时的传播机理和结构研究对于深入理解爆轰波具有重要意义。

5.1　实验系统和方法

5.1.1　实验装置

McGill 大学的 Jesuthasan[11]建立实验装置研究爆轰极限以及爆轰波在爆轰极限时的传播规律及结构。图 5.1 和图 5.2 分别是装置图和示意图。

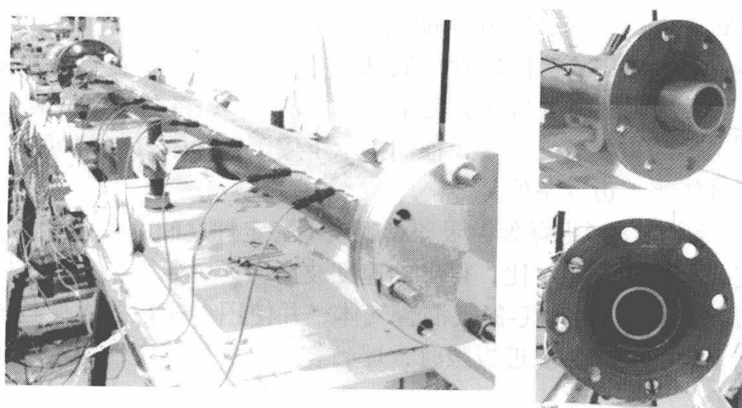


图 5.1　实验装置图

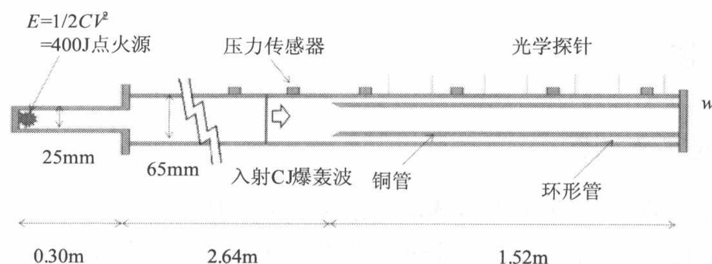


图 5.2　实验示意图

实验的驱动段长为 0.3m、宽为 25mm 的柱形刚性腔室，紧随其后的是长为 4.16m、管径为 65mm 的爆轰管。通过在爆轰管底部加入较小直径的铜管来形成环形管。铜管的前端有一定的倒角，以防止壁面效应影响爆轰波的传播。通过使用不同管径的铜管与爆轰管形成间距，其间距分别为 w=3.175mm、6.35mm 和 9.525mm。实验同时在管径为 65mm 的圆管中进行。

5.1.2　点火系统

点火采用高电压低电容电火花放电，驱动段内使用的气体为等体积分数混合的 C_2H_2-O_2 气体，并在点火前充入。在驱动段中的管壁上布有螺旋形金属线圈，以此来增加扰动，有利于爆轰的形成。

5.1.3　混合气体的选择

Radulescu 等[12]和 Lee[13]的研究已表明，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体的爆轰胞格非常规则，爆轰波具有薄片层状结构，因此在他们的研究中把 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 作为典型的稳定性混合气体。Laberge 等[14]、Lee[13]和 Shepherd[15]研究表明理论配比的 CH_4-O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 的胞格结构非常不规则，爆轰反应区具有湍流结构，因此作为非稳定性混合气体。混合气体采用分压预混方法，为了使每种物质充分混合均匀，保持静止混合时间至少为 24h。

5.1.4　实验步骤

首先，用真空泵把爆轰管内抽成真空状态，并通过控制阀缓慢加入可燃混合气体。

其次，为了保证可燃气体在爆轰管中填充均匀，先充入稍过量的混合气体，然后再抽至实验所需压力值，通过逐渐降低混合气体的初始压力来接近爆轰极限。

最后，在点火前，从另一预混罐中加入驱动气体 C_2H_2-O_2，并进行点火实验。

5.1.5 实验技术与现象判断

1. 爆轰速度的测量

在实验中，使用 PCB 压力传感器测量爆轰波的压力和到达时间。在环形爆轰管的试验中，使用 12 个光学探针分布于爆轰管的内侧壁，每个间距约为 130mm。由得到的爆轰波达到时间计算爆轰波的传播速度，爆轰速度通过计算运动曲线的斜率得到，如图 5.3 所示。

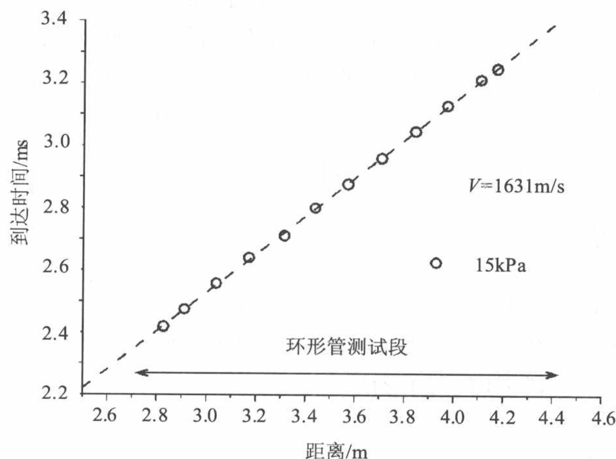


图 5.3 典型爆轰的运动轨迹(C_2H_2-2.5O_2-70%Ar，管间距为 9.525 mm)

2. 爆轰波结构的捕捉

实验使用烟熏技术来研究爆轰波的结构。把聚酯薄膜位于点燃的煤油灯上方来回水平运动，使得薄膜上的烟迹分布均匀。在把薄膜放入爆轰管内之前确保薄膜已经冷却，使得烟灰在薄膜上充分沉积。为得到管径为 65mm 管道中的爆轰结构，把聚酯薄膜放于爆轰管的内侧；而为得到环形爆轰管中的爆轰波结构，把聚酯薄膜置于爆轰管的内侧或铜管的外侧。在铜管的内侧也布有烟熏薄膜，借此测得爆轰波在圆管中的结构。图 5.4 是通过烟熏薄膜得到的典型爆轰波结构图。胞格尺寸通过人工测量横波间距来确定，并通过多次测量得到平均值。

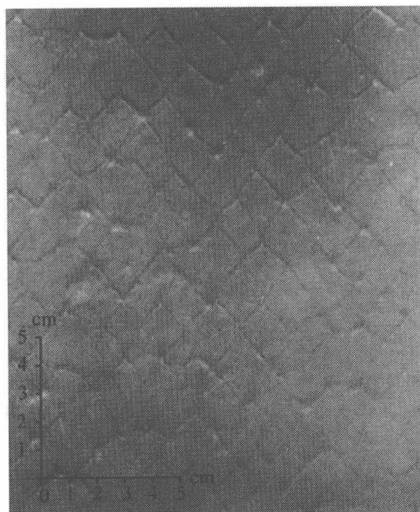


图 5.4　烟熏薄膜得到的典型爆轰波结构(C_2H_2-2.5O_2-70%Ar, p_0=10 kPa, 管径为 58 mm 的圆管)

5.2　爆轰速度分析

在圆管和环形管中的爆轰传播速度，都由爆轰时间-距离曲线的斜率计算得到。图 5.5 是爆轰波在 65mm 圆管中传播轨迹图。其中 *X* 轴为每个光学探针的位置，*Y* 轴为爆轰波到达光学探针的时间。在初始压力 p_0=15kPa 时，爆轰速率为 1717m/s，通过程序 CEA[16]计算混合气体在该初始状态下的 CJ 速度，与之对比得出在初始压力 p_0=15kPa 时，爆轰速率约为 98%CJ 爆轰速度。而当初始压力降至 p_0=3kPa 时，爆轰传播速度为 95%CJ。因此，以上两种情况都表明爆轰波在极限范围之内。

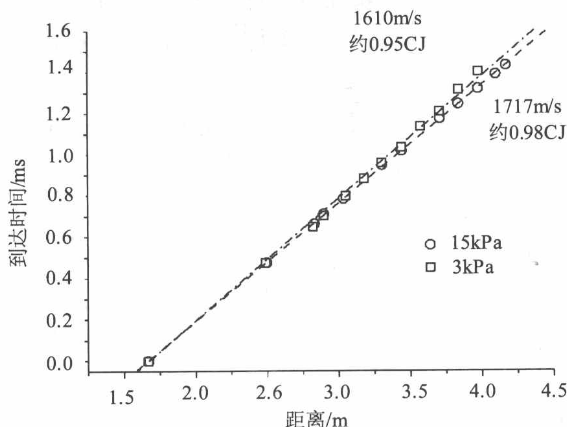


图 5.5　爆轰波在极限范围之内的典型传播轨迹图(C_2H_2-2.5O_2-70%Ar，管径为 65mm 的圆管)

当爆轰波在极限范围之外，由图 5.6 可知，爆轰波并非如图 5.5 稳定传播，因此在极限之外的爆轰，不能稳定传播，最终导致失效。

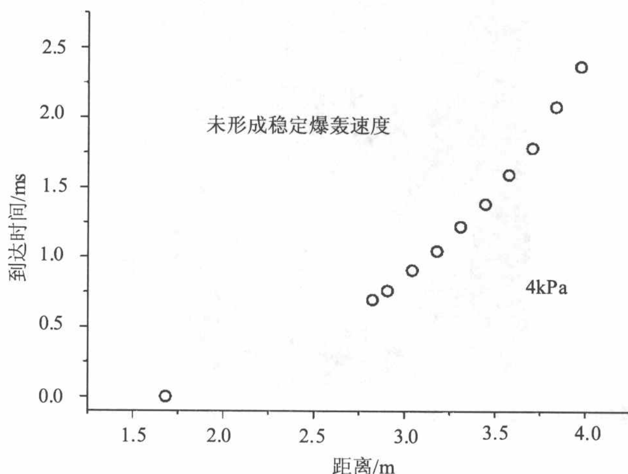


图 5.6 爆轰波在极限范围之外的典型传播轨迹图(C_2H_2-2.5O_2-70%Ar，间距为 3.175 mm 环形管)

5.2.1 圆管内爆轰波速度

图 5.7、图 5.8 和图 5.9 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体在不同管径的圆管中，初始压力与爆轰速度比(实际爆轰速度/CJ 爆轰速度)的关系。图中的实线为实验数据的趋势曲线。由三个图可知，爆轰在极限之内，其传播速度与 CJ 爆轰速度较接近；当通过降低初始压力来接近爆轰极限时，爆轰速度逐渐远离 CJ 爆轰速度。这是由于初始压力降低时，爆轰诱导区长度增加，边界层扩散导致的能量损失增大[17]，爆轰的化学反应变缓而导致速度的降低[18]。

由图 5.7~图 5.9 也可得出，当初始压力一定时，管道直径的减小将导致爆轰速度降低。例如，对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在初始压力 p_0=5kPa 时，在最大的管径 d_C=65mm 时，爆轰速度约为 95%CJ 爆轰速度。在 d_C=44mm 时，由于此时的爆轰波仍位于极限之内，所以爆轰速度并没有明显地降低。然而当管径减小至 d_C=14mm 时，可明显发现爆轰速度出现下降，此时爆轰速度约为 90%CJ。以上的结果表明，当初始压力一定，小直径的管道中边界效应明显，因此导致爆轰速度的降低。

图 5.7 和图 5.9 表明，对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 两种混合气体，在接近爆轰极限处，爆轰在较大管径的管道中速度下降非常迅速，而在较小管径管道中爆轰速度的下降比较平缓，这与 Fischer 等[19]和 Jackson 等[20]观察到

的结果相符合。

爆轰波在圆管中传播时，通常情况下在接近极限处爆轰的最小速度取决于混合物的属性和管道的直径。而对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体，最小爆轰速度与管道的直径无关，其分别为 85%CJ 和 80%CJ 爆轰速度。对于 CH_4-2O_2 混合气体，在较大的管径中，最小爆轰速度约为 80%CJ，而在较小管径(如 d_C=14mm)时，最小爆轰速度反而为 85%CJ，其结果类似于 Laberge 等[14]

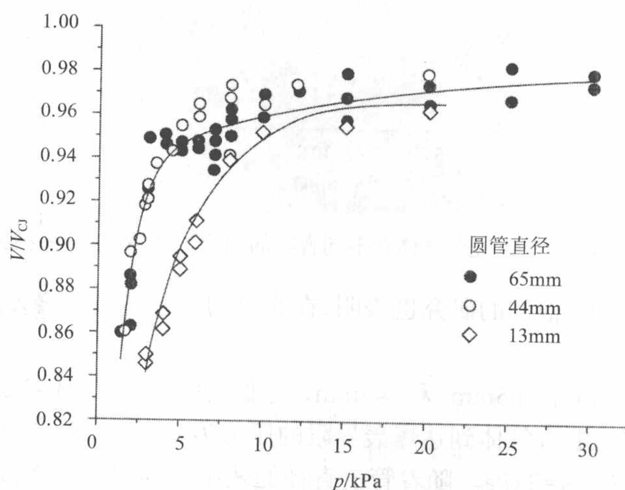


图 5.7　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在不同直径的圆管中初始压力与爆轰速率关系图

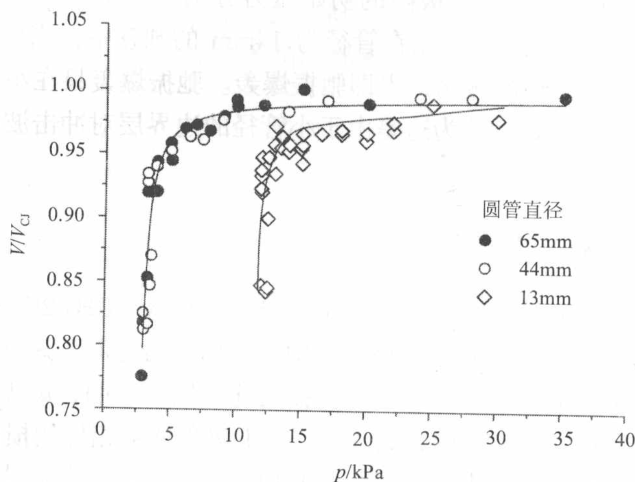


图 5.8　CH_4-2O_2 混合气体在不同直径的圆管中初始压力与爆轰速率关系图

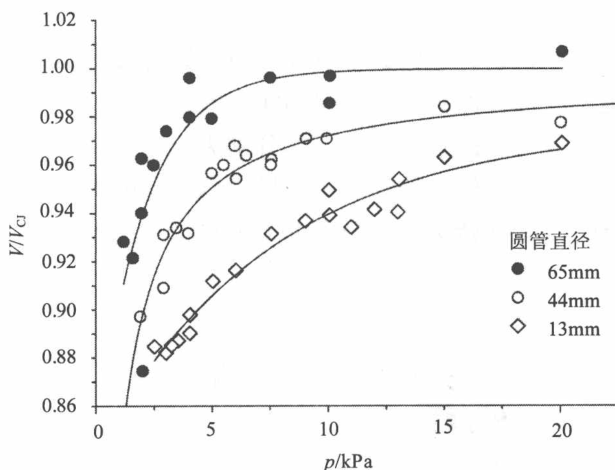


图 5.9　C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体在不同直径的圆管中初始压力与爆轰速率关系图

和 Lee[21]得到的结果，他们的研究也表明，在光滑的圆管中最小爆轰速度为 85%CJ 爆轰速度。

在较大管径(d_C=65mm 和 44mm)的圆管中，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体到达爆轰界限的压力为 p_0=1.5kPa，而对于 CH_4-2O_2 混合气体，压力为 p_0=3kPa。随着管道直径的减小，其到达爆轰极限的初始压力上升。例如，在 d_C=14mm 的圆管中，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体到达爆轰极限的初始压力分别上升至 p_0=3kPa、12kPa 和 2.5kPa。对于 CH_4-2O_2 混合气体，在管径为 14mm 的圆管中，当压力小于 12kPa 时，观察到爆轰波周期性的振荡，也即驰振爆轰。驰振爆轰只在小管径的光滑管中才能观察到，Manzhalei[22]认为这是由于小管径的边界层对冲击波后的流场的影响起到主导作用。

5.2.2　环形管内爆轰波速度

图 5.10、图 5.11 和图 5.12 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体在不同间距的环形管中，初始压力与爆轰速度的关系，实验结果分别与管径 d_C=44mm 的圆管中的数据对比。结果表明，爆轰波在环形管中传播，即使在爆轰极限范围之内，其速度与 CJ 爆轰速度相比约损耗 10%，由此得出即使在爆轰极限范围之内，环形管的几何形状也可降低爆轰波传播速度。通过降低混合气体的初始压力使爆轰接近极限，由于能量损失加剧导致爆轰速度明显下降，并愈加偏离 CJ 爆轰速度值。

若初始压力一定，管壁间距的减小也将导致爆轰速度的减小，其原因也是由

于边界效应引起能量损耗所致。例如，由图 5.10 可知，对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在初始压力 p_0=10kPa 时，在间距为 9.525mm 和 6.35mm 的环形管中，爆轰速度的损耗为 10%CJ，而在间距为 3.175mm 的环形管中，其损耗为 20%CJ。在三种混合气体中都可观察到，较大的管间距(w=9.525mm 和 6.35mm)的环形管，在爆轰接近极限处其传播速度下降非常剧烈，而在小管间距(w=3.175mm)中，同样在接近爆轰极限处，速度下降较平缓。

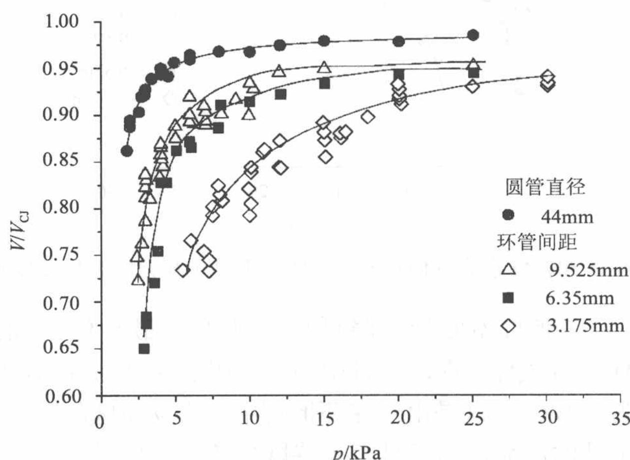


图 5.10　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在不同间距环形管中初始压力与爆轰速率的关系图

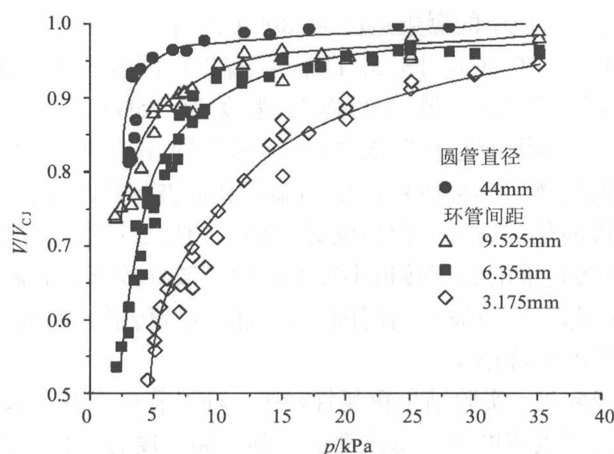


图 5.11　CH_4-2O_2 混合气体在不同间距环形管中初始压力与爆轰速率的关系图

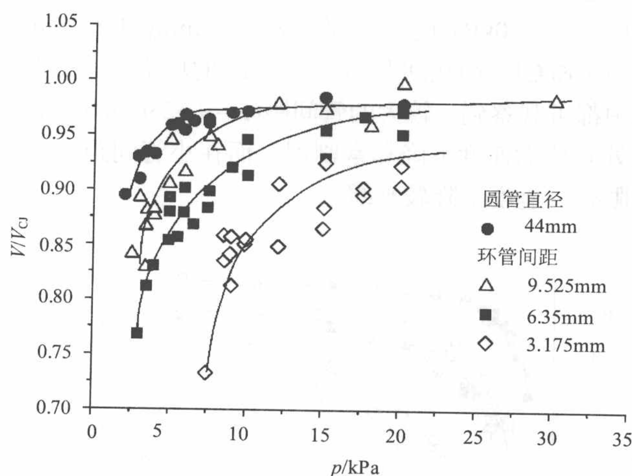


图 5.12　C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体在不同间距环形管中初始压力与爆轰速率的关系图

与圆管相比，二维的环形管可降低爆轰速度的最小值。如图 5.10 中的 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体，在环形管中的最小爆轰速度为 65%CJ，而在圆管中最小爆轰速度约为 86%CJ。这是由于在环形管中，当反应区的温度低于爆轰起爆的自燃温度，冲击波的压缩作用不足于支持爆轰的继续传播，所以导致最小爆轰传播速度偏低。

在图 5.12 中的 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体，在较大的管间距(w=9.525mm 和 6.35mm)的环形管中，最小的爆轰速度为 80%CJ，在最小的管间距(w=3.175mm)中，最小爆轰速度为 70%CJ。图 5.11 中 CH_4-2O_2 混合气体，在最大的管间距(w=9.525mm)的环形管中，最小的爆轰速度为 75%CJ，而在最小管间距(w=3.175mm)中，最小爆轰速度为 55%CJ。爆轰以低速传播，冲击波的强度不足以引起混合气体的自燃，然而管壁产生的湍流和横波导致局部高温(即热点[13])，使爆轰维持足够快的化学反应并保持继续传播。CH_4-2O_2 混合气体传播的机理也与此类似，虽然爆轰传播的速度接近半速 CJ，但横波导致形成高温并点燃混合物。一旦化学反应被引起，反应波前向周围未反应的区域传播，湍流边界层使得在反应区中维持足够快的燃烧速率。

在接近爆轰极限处，实验结果重复性较差。环形管中存在一段初始压力区域，在该区域内稳定的爆轰速度并非每次都能得到。高浓度氩气稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体在管间距为 6.35mm 和 3.175mm 的环形管中，到达爆轰极限的压力区域分别为 2.75~4kPa 和 5.5~7kPa。

5.2.3 ZND 诱导区长度分析

通过 5.2.2 节的实验结果可得出一个普遍的规律，即压力的降低导致爆轰胞格尺寸和反应区长度的增加，从而通过降低初始压力可接近每种混合气体的爆轰极限。因此直接联立诱导区长度和爆轰速度，可得出两者参数的关系。图 5.13 是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰速率和诱导区长度倒数的关系图。其中诱导区长度是通过结合 Chemkin 程序[23]和 Konnov[24]化学动力机理计算得到，并把诱导区长度视为化学反应敏感性的长度尺寸。

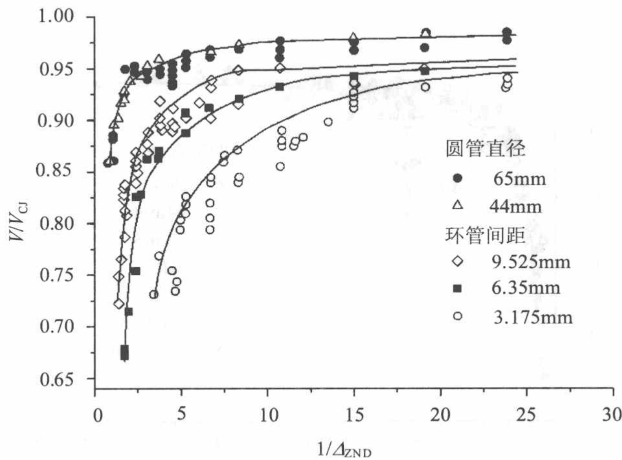


图 5.13 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体诱导区长度倒数与爆轰速率的关系图

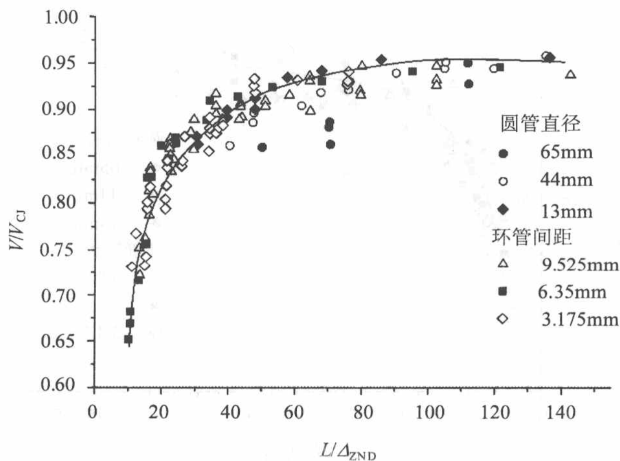


图 5.14 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰速率与参数 L/Δ_{ZND} 之间的关系图

把管径或管间距与诱导区长度的比值作为几何参数，并与爆轰速率相对比。图 5.14~图 5.16 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体的爆轰速率与参数 L/Δ_{ZND} 之间的关系，其中 L 代表管道直径或者环形管的间距。L/Δ_{ZND} 代表的物理意义为爆轰极限的无量纲参数。

图 5.14 和图 5.16 表明，对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体，实验条件无论是圆管或者环形管，爆轰速率与参数 L/Δ_{ZND} 之间的关系都位于同一趋势线上。而对于 CH_4-2O_2 混合气体(图 5.15)，爆轰波在极限范围内传播，边界条件对爆轰速度的影响极小，而到达爆轰极限处，边界条件对爆轰速度影响极大。

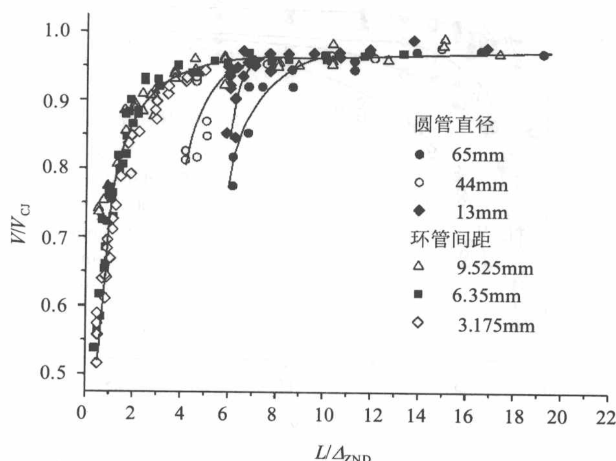


图 5.15 CH_4-2O_2 混合气体爆轰速率与参数 L/Δ_{ZND} 之间的关系图

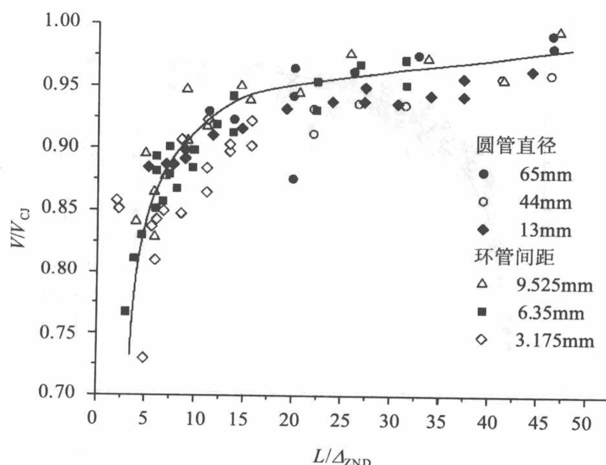


图 5.16 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体爆轰速率与参数 L/Δ_{ZND} 之间的关系图

5.3　爆轰结构分析

爆轰波具有典型的胞状结构，波前包括马赫杆、入射波、反射波及横波。横波、入射波和马赫杆交合形成的点称为三波点。当爆轰沿着管壁的烟膜向前传播时，三波点在烟膜上留下运动的痕迹即成为爆轰胞状结构。

图 5.17 是二维的爆轰波结构，爆轰波的传播方向是由下而上。由图可见，在爆轰波传播过程中，马赫杆和入射波是交替向前传播。本章的研究都是使用烟熏技术记录爆轰结构，并研究爆轰在圆管和环形管中接近极限时爆轰结构的变化。在以下的胞格结构图片中，爆轰波的传播方向都是由下而上。

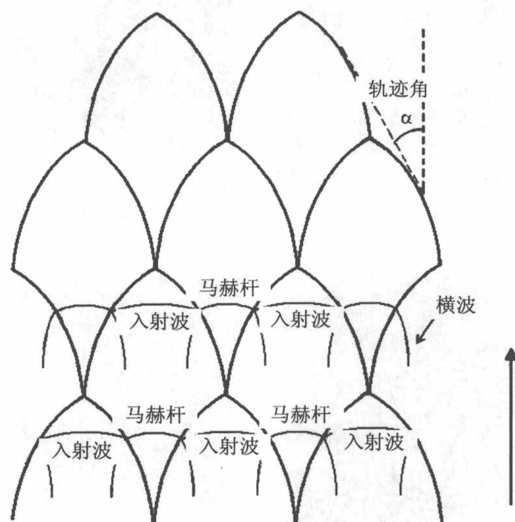


图 5.17　爆轰胞格结构示意图

5.3.1　爆轰极限内的胞格结构

在爆轰极限范围内，爆轰的结构与管道的尺寸和几何形状无关。图 5.18 和图 5.19 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在圆管和环形管中的爆轰胞格，两者的初始压力相同。

由图 5.18 和图 5.19 的对比可知，70%氩气稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体，其爆轰胞格非常规则，横波的运动轨迹近似为直线。虽然相同的爆轰波在不同的圆管和环形管中传播，但由于都在爆轰极限范围之内，所以胞格尺寸几乎相同。

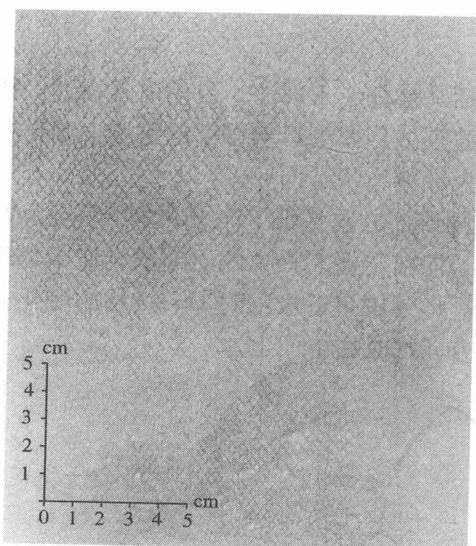


图 5.18　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰胞格
(p_0= 30 kPa，d_C=65 mm 圆管)

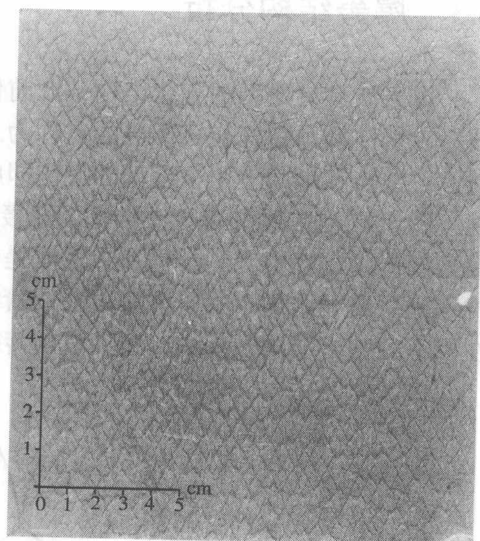


图 5.19　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰胞格
(p_0= 30 kPa，w=9.525 mm 环形管)

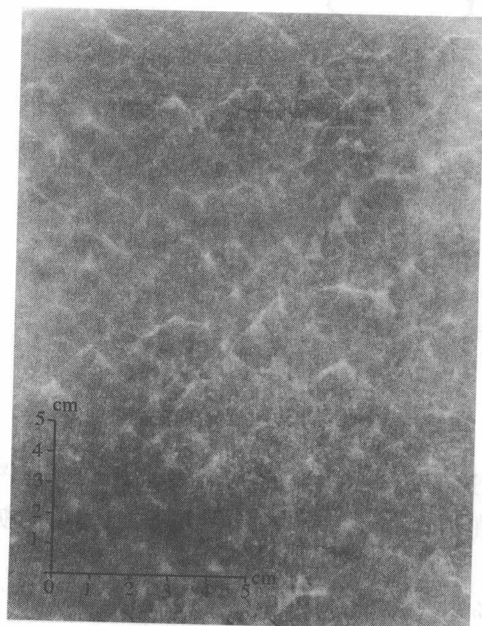


图 5.20　CH_4-2O_2 混合气体爆轰胞格
(p_0= 35 kPa，d_C=44 mm 圆管)

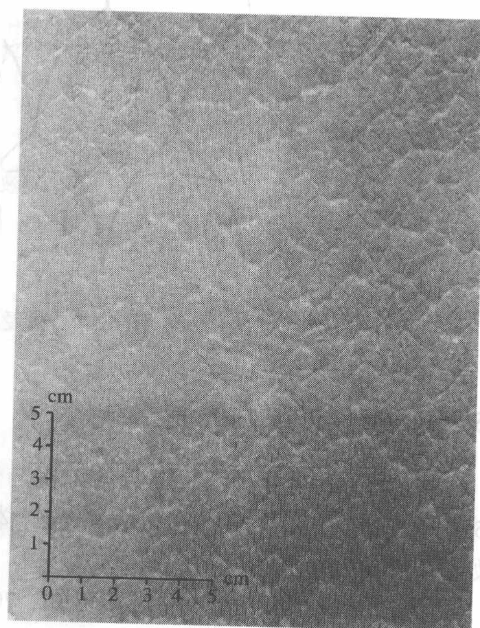


图 5.21　C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体爆轰胞格(p_0= 20 kPa，d_C=51mm 圆管)

图 5.20 和图 5.21 分别是 CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体在圆管中传

播的胞格图。与 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体的胞格相比，CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 的爆轰胞格结构非常不规则，横波也并非以直线运动。在 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体中，甚至可观察到胞格子结构，也即在大的胞格内存在若干个小的胞格结构。但在爆轰极限范围内，与管道的直径或环管的间距相比，横波之间的距离极小，并且通过在相同初始压力下的反复实验可得出爆轰胞格结构重复性较好。

5.3.2　接近爆轰极限时的胞格结构

1. 胞格的总体规律

爆轰波在管道中传播，通过降低初始压力来接近爆轰极限，因此可观察到爆轰胞格结构中的横波间距逐渐扩大。如图 5.22~图 5.24 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体在圆管中初始压力与胞格尺寸的关系图。图 5.22 和图 5.23 中的实验数据与加利福尼亚理工学院的爆轰数据库[25]相对比，两组数据基本吻合。

图 5.25~图 5.27 分别是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体在环形管中爆轰胞格尺寸，并与圆管中的数据对比。实验结果表明，在爆轰极限范围内，无论是在环形管中还是在圆管中，胞格尺寸差异不明显。

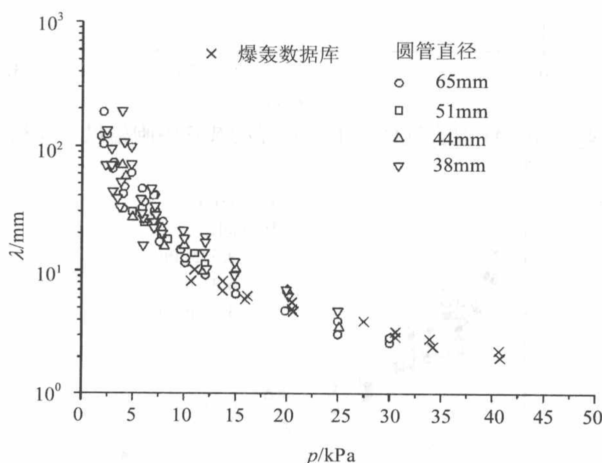


图 5.22　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在不同直径的圆管中胞格尺寸与初始压力之间关系

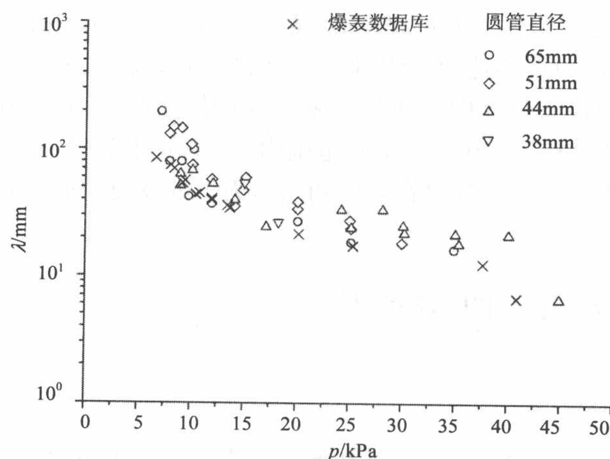


图 5.23　CH_4-$2O_2$ 混合气体在不同直径的圆管中胞格尺寸与初始压力之间关系

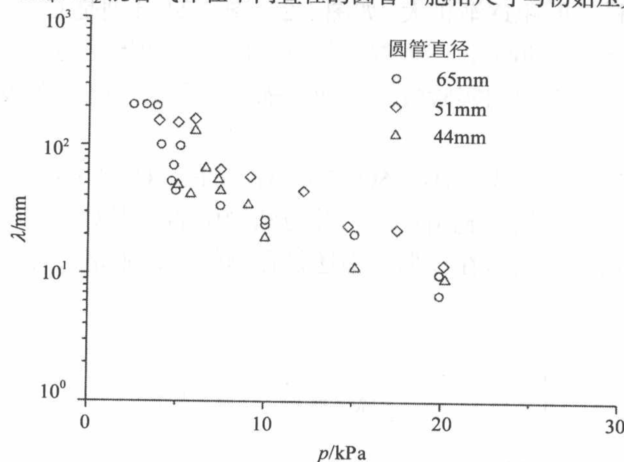


图 5.24　C_2H_2-$5N_2O$-50%Ar 混合气体在不同直径的圆管中胞格尺寸与初始压力之间关系

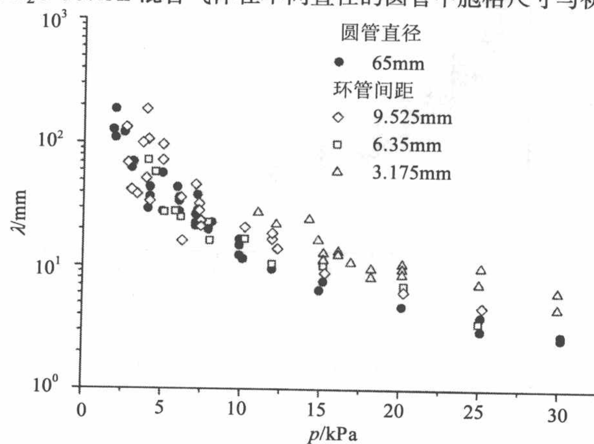


图 5.25　C_2H_2 -$2.5O_2$-70%Ar 混合气体在不同管间距的环形管中胞格与初始压力的关系

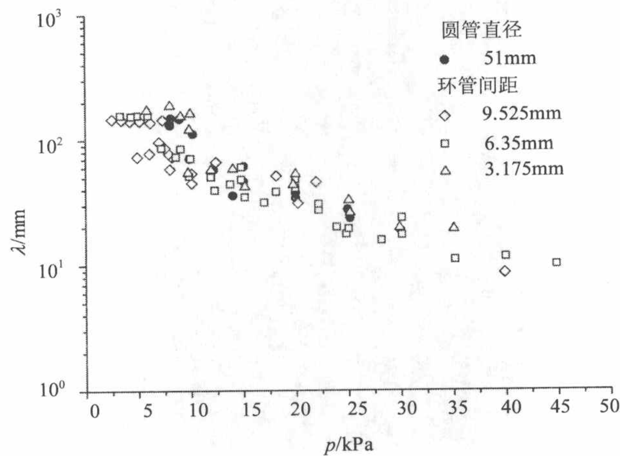


图 5.26　CH_4-$2O_2$ 混合气体在不同管间距的环形管中胞格与初始压力的关系

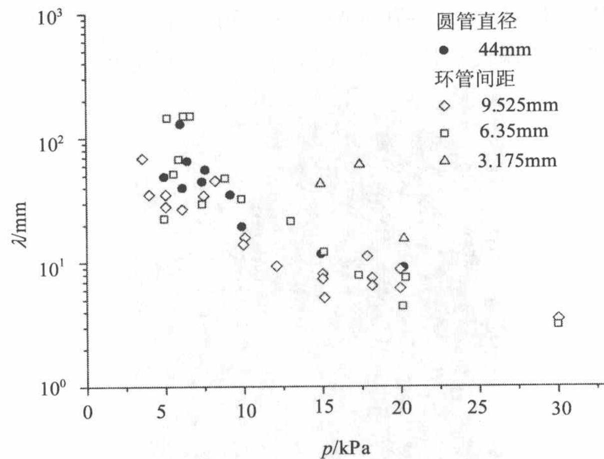


图 5.27　C_2H_2-$5N_2O$-50%Ar 混合气体在不同管间距的环形管中胞格与初始压力的关系

2. C_2H_2-$2.5O_2$-70%Ar 混合气体

图 5.28 是 C_2H_2-$2.5O_2$-70%Ar 混合气体接近极限的爆轰胞格结构图，与极限范围内的爆轰结构图相比，胞格结构则明显不规则，横波的轨迹波动性较大且间距大小不一。接近极限处，爆轰胞格结构重复性较差。

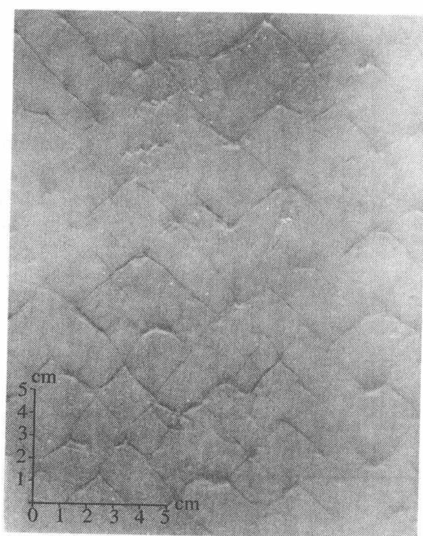


图 5.28　C_2H_2 -2.5O_2 -70%Ar 混合气体爆轰胞格(p_0= 6 kPa，d_C=51 mm 圆管)

在较大间距的环形管中，三波点的痕迹较弱，因此胞格与子胞格之间的痕迹很难区别，图 5.29 是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 在 6.35mm 管间距的环管中的爆轰胞格结构图，由于非常接近其爆轰极限，所以胞格结构的痕迹较弱。

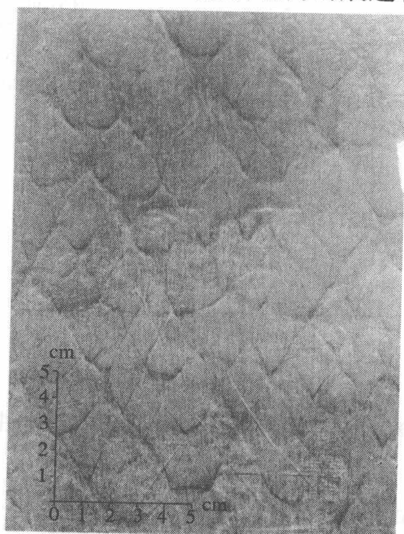


图 5.29　C_2H_2 -2.5O_2 -70%Ar 混合气体爆轰胞格(p_0= 8 kPa，w=6.35 mm 环形管)

在管间距极小的环境中，爆轰结构受边界影响较大。图 5.30 是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 在 3.175mm 管间距的环管中的胞格结构图，由图可见，横波的间距波动较大，并且胞格非常不规则。



图 5.30　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体爆轰胞格(p_0= 10 kPa，w= 3.175 mm 环形管)

3. CH_4-2O_2 混合气体

对于 CH_4-2O_2 混合气体，由圆管中得到的胞格结构结果可知，在接近爆轰极限处胞格的结构并没有明显的改变。图 5.31(a)和(b)分别是在 44mm 的圆管中，初始压力为 7.5kPa 和 4kPa 时的胞格结构图。

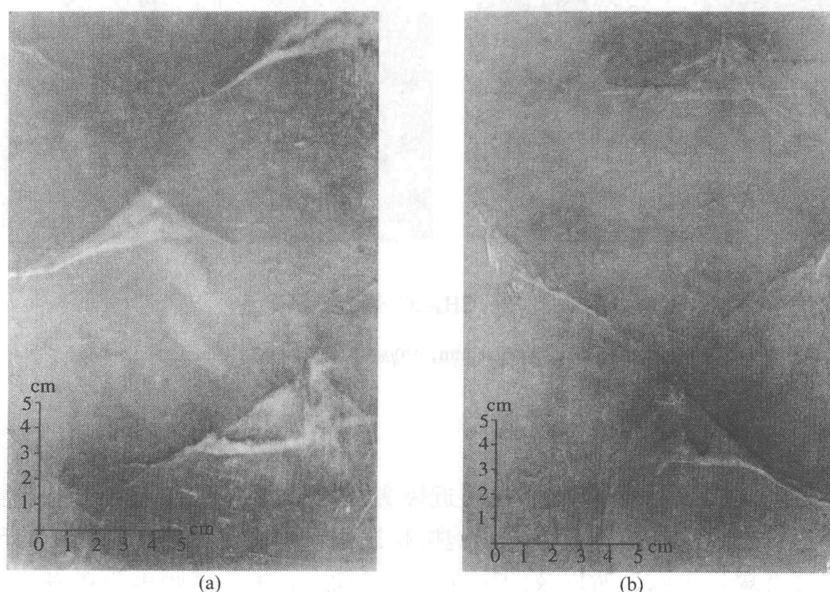


图 5.31　CH_4-2O_2 混合气体在 44mm 的圆管中爆轰胞格结构

(a)7.5kPa；(b)4kPa

在压力区域 4~7.5kPa，通过图 5.31 发现最多仅有两个横波。在 CH_4-$2O_2$ 混合气体中横波持续地消失与重现，导致胞格结构的不规则。Gamezo 等[26]和 Lee[13]指出，在较大直径的管道中，边界层产生的扰动不会对横波的衰减和重建产生很大的影响。

在环形管中，接近爆轰极限处，横波之间的间距扩大并且不容易分辨，如图 5.32(a)所示。越接近爆轰极限，横波的痕迹逐渐褪去并最终消失，如图 5.32(b)所示。同时也发现，实验条件越接近爆轰极限，爆轰传播过程中从烟熏薄膜上带走的烟迹也越多。这是由于爆轰接近极限时，爆轰波后非均相的流场扫过烟熏薄膜，并带走大量的烟迹。

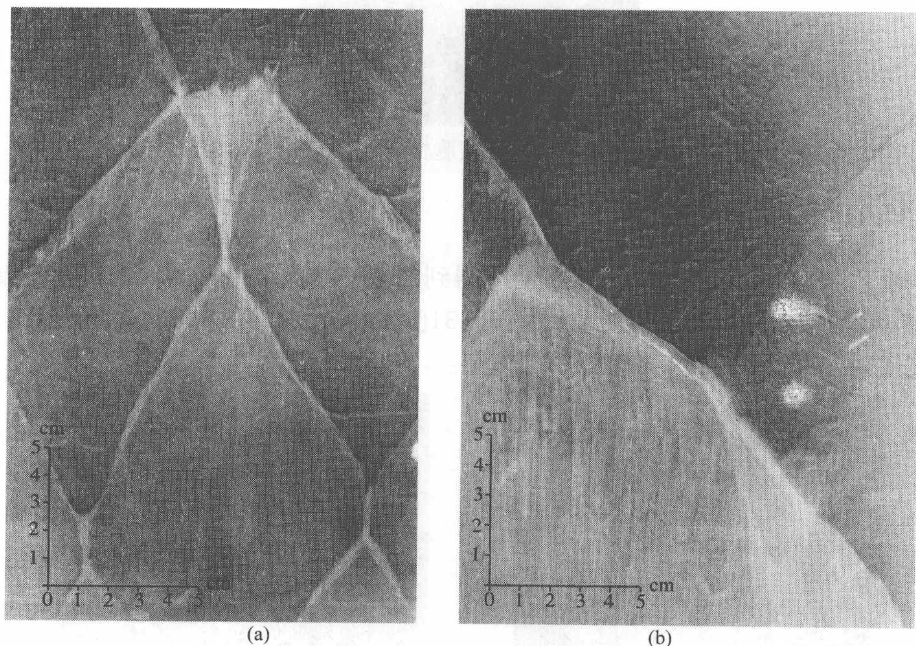


图 5.32 CH_4-$2O_2$ 爆轰胞格

(a)p_0= 7.5 kPa，w=6.35 mm；(b)p_0= 8 kPa，w=3.175 mm

4. C_2H_2-$5N_2O$-50%Ar 混合气体

C_2H_2-$5N_2O$-50%Ar 混合气体在接近爆轰极限处所得到的胞格结构重复性较差。在环形管中，主胞格的痕迹与子胞格相比相对明显。在较小管间距的环形管中，由于接近爆轰极限，所以波的痕迹波动性较大，但仍清晰可辨爆轰结构及子结构，如图 5.33 所示，并且管间距越小，胞格尺寸越大。



图 5.33　C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体爆轰胞格(p_0= 17.5kPa，w= 3.175 mm)

5.3.3　接近爆轰极限时的螺旋爆轰结构

无论在圆管还是环形管中，在接近爆轰极限处，都可观察到螺旋爆轰现象。图 5.34 是在圆管中典型的螺旋爆轰胞格图。在实验中观察到螺旋形的轨迹为非常细的直线，表明横波非常不稳定。但在有些情况下，螺旋形的轨迹为较宽的带状，如图 5.35 所示。

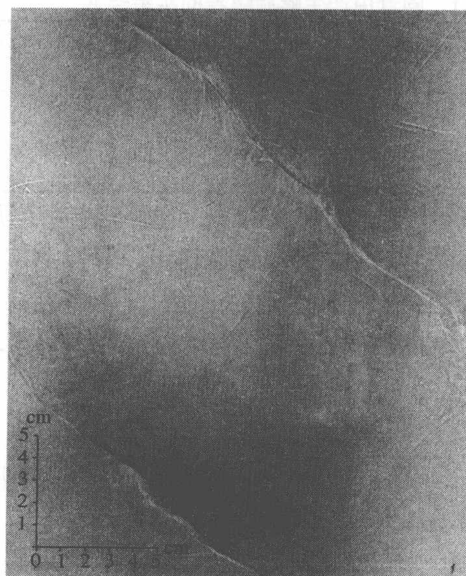


图 5.34　CH_4-2O_2 螺旋爆轰的胞格图(p_0= 5 kPa，d_C=65mm 圆管)

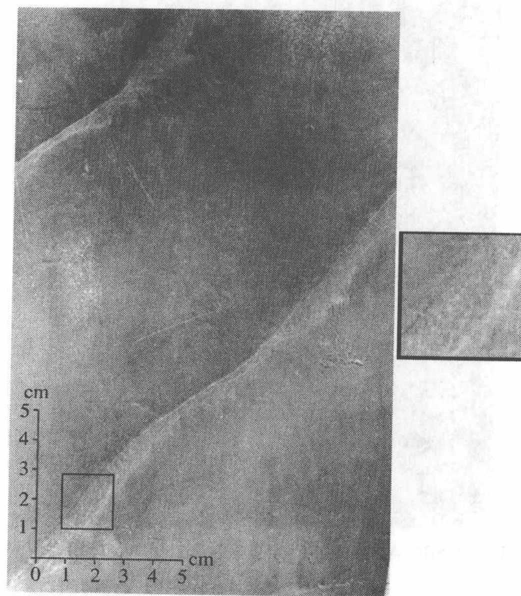


图 5.35 CH_4-$2O_2$ 螺旋爆轰的胞格图(p_0= 3.25 kPa，d_C=44mm 圆管)

通过对带状的螺旋形轨迹放大可看到轨迹内分布菱形的结构。越接近爆轰极限时，单头螺旋爆轰传播之后，横波留下的痕迹非常微弱并最终消失。在所有的混合气体中，在圆管中得到螺旋爆轰的实验条件如表 5.1 所示。

表 5.1 圆管中产生螺旋爆轰的实验条件 单位：kPa

混合气体	不同管道直径对应的初始压力		
	65mm	44mm	38mm
C_2H_2 -2.5O_2 -70%Ar	1.75~2	1.75~2	2~2.5
CH_4 -2O_2	3.25~6	3.25~4	—
C_2H_2 -5N_2O-50%Ar	1~2.5	3~4	3

在实验中不止在圆管中观察到螺旋爆轰，在环形管中螺旋爆轰也同样存在，这与早在 1928 年 Campbell 和 Finch[27]观察到在环形管中存在螺旋爆轰的现象符合。与圆管不同的是，在环形管中爆轰失效前的螺旋爆轰重复性较差，因此爆轰的螺旋结构只存在于一些非常苛刻的条件下。表 5.2 列出了环形管中产生螺旋爆轰的实验条件。

表 5.2 环管中产生螺旋爆轰的实验条件 单位：kPa

混合气体	不同管道直径对应的初始压力		
	9.525mm	6.35mm	3.175mm
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar	—	4	7
CH_4 -2O_2	4	—	7
C_2H_2 -5N_2O-50%Ar	3~3.5	3.5	—

图 5.36 是 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 混合气体在环形管中的螺旋爆轰胞格，较小的爆轰子结构由横波相互作用形成，而较大的子结构由马赫杆作用形成。

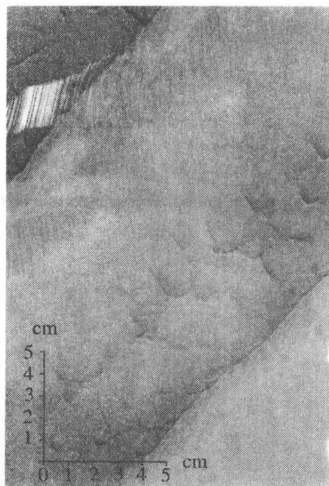
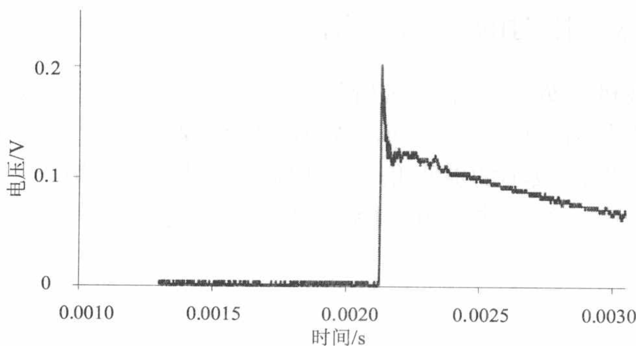


图 5.36　C_2H_2-5N_2O-50%Ar 螺旋爆轰的胞格图(p_0= 3.5 kPa，w= 6.35mm)

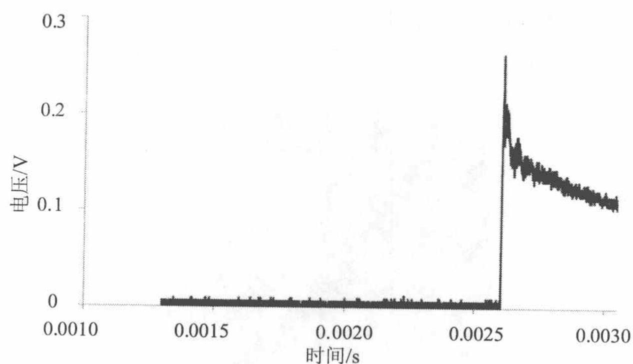
5.4　超压分析

5.4.1　爆轰极限内的爆轰波超压

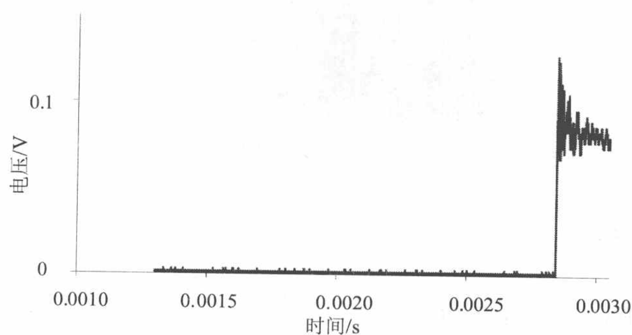
图 5.37 是通过 PCB 压力传感器得到的在环形管内不同距离的压力波形图。对于在极限范围内的爆轰波，在圆管和环形管都可观察到前导冲击波经过传感器引起压力的突跃，随之而来的是由于 Taylor 稀疏波导致的压力逐渐降低。在爆轰波波后，压力以较快的频率振荡，幅度远小于初始压力的突跃。



(a)



(b)



(c)

图 5.37　爆轰波压力时序图

(a) 1#压力传感器；(b) 2#压力传感器；(c) 3#压力传感器

5.4.2　接近爆轰极限时的爆轰波超压

在接近爆轰极限处，无论在圆管还是在环形管中，都可观察到螺旋爆轰现象。其压力波形图如图 5.38 所示。螺旋爆轰引起的压力为反复振荡、频率大致相同且振幅逐渐减小的波形信号。螺旋爆轰压力振荡的频率可近似为声速的螺旋频率。图 5.38 中振荡的频率为 10kHz，通过声速理论预测得到的频率为 11kHz。

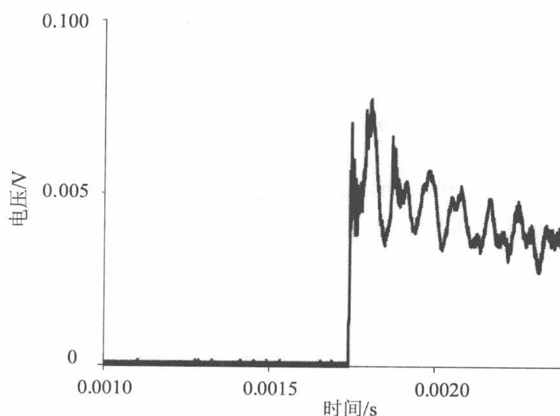


图 5.38 螺旋爆轰压力波形图(CH_4-$2O_2$，p_0= 4 kPa，d_C=65 mm 圆管)

5.4.3 爆轰极限之外的爆燃波超压

爆轰在极限范围之外时(即初始条件不能满足爆轰自持传播)，压力曲线明显区别与爆轰压力波形图，如图 5.39 所示。压力上升非常缓慢，并非如爆轰波具有压力突跃的特性。

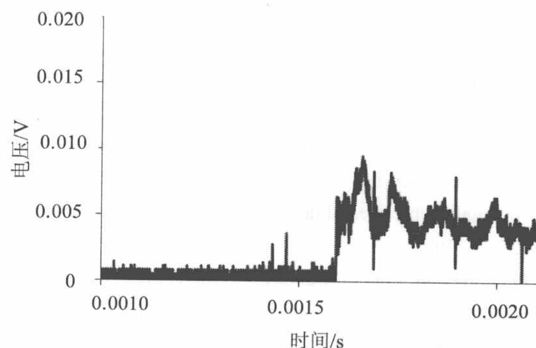


图 5.39 在爆轰极限之外的爆燃波压力波形图(C_2H_2-$5N_2O$-50%Ar，p_0= 1.25 kPa, d_C=65mm)

参 考 文 献

[1] Camargo A, Ng H D, Chao J, et al. Propagation of near-limit gaseous detonations in small diameter tubes. Shock Waves, 2010, 20(6): 499–508.

[2] Manson N, Guénoche H. Effect of charge diameter on the velocity of detonation waves in gas mixtures. Proc Combust Inst, 1957, 6: 631–639.

[3] Gordon W E, Mooradian A J, Harper S A. Limit and spin effects in hydrogen-oxygen detonations. Proc Combust Inst, 1959, 7: 752–759.

[4] Pusch W, Wagner H G. Investigation of the dependence of the limits of detonability on tube diameter. Combust Flame, 1962, 6: 157–162.

[5] Manson N, Brochet C, Brossard J, et al. Vibratory phenomena and instability of self-sustained detonations in gases. Proc Combust Inst, 1963, 9: 461–469.

[6] Moen I O, Sulmistras A, Thomas G, et al. The influence of cellular regularity on the behaviour of gaseous detonations. Prog Astronaut Aero, 1985, 106: 220–243.

[7] Dupré G, Peraldi O, Joannon J, et al. Limit criterion of detonation in circular tubes. Prog Astronaut Aeronaut, 1991, 133: 156–169.

[8] Dupré G, Knystautas R, Lee J H. Near-limit propagation of detonation in tubes. Prog Astronaut Aeronaut, 1986, 106: 244–259.

[9] Dupré G, Joannon J, Knystautas R, et al. Unstable detonations in the near-limit regime in tubes. Proc Combust Inst, 1990, 23: 1813–1820.

[10] Lee J H S. Dynamic Parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 311–336.

[11] Jesuthasan A. Near-limit propagation of detonations in annular channels. Montreal: McGill University, 2011.

[12] Radulescu M I, Sharpe G J, Law C K, et al. The hydrodynamic structure of unstable cellular detonations. Joural of Fluid Mechanics, 2007, 580: 31–81.

[13] Lee J H S. The Detonation Phenomenon. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.

[14] Laberge S, Atanasov M, Knystautas R, et al. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. Prog Astronaut Aero, 1993, 153: 381–396.

[15] Shepherd J E. Detonation in gases. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32: 83–98.

[16] Mcbride B J, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical Equilibrium Compositions and applications II. User's Manual and Program Description NASA Report, 1996.

[17] Fay J A. Two-dimensional gaseous detonations:velocity deficit. Phys Fluids, 1959, 2: 283.

[18] Manson N, Strehlow R. Discussion on detonations. Proceedings of the 13th Symposium (International) on Combustion, 1970: 1178–1180.

[19] Fischer J, Liebner C, Hieronymus H, et al. Maximum safe diameters of microcapillaries for a stoichiometric ethene/oxygen mixture. Chemical Engineering Science, 2009, 64: 2951–2956.

[20] Jackson S, Lee B J, Huang W, et al. Experimental detonation propagation under high loss conditions. Minsk: Proceedings of the 22nd ICDERS, 2009.

[21] Lee J H S. The Detonation Phenomenon. London:Cambridge University Press, 2008: 350–358.

[22] Manzhalei V I. Detonation regimes of gases in capillaries. Fiz Goreniya Vzryva, 1992, 28(3): 93–99.

[23] Kee R J, Rupley F M, Miller J A. Chemkin-Ⅱ: a Fortran chemical kinetics package for analysis of gas-phase chemical kinetics. USA: Sandia National Laboratories report, 1989.

[24] Konnov A A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. Release 0.3. http://homepages. vub. ac. be/~akonnov/ 1997.

[25] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97–8, California Institute of Technology, Pasadena, CA., 1997.

[26] Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations. Combustion and Flame, 1999, 116: 154–165.

[27] Campbell C, Finch A C. Striated photographic records of explosion waves. part II. An explanation of the striae. J Chem Soc, 1928: 2094–2106.

第6章　爆轰胞格尺寸的测量与分析

爆轰波阵面是由若干弧形的弯曲波阵面组成的，如图6.1所示。爆轰波的前导冲击波是一个由多个间隔排列的马赫杆和入射冲击波组成的胞状冲击波阵面。连接前导冲击波的是横波，它是一种内部冲击波，它与入射冲击波作用，产生马赫反射，形成马赫杆。横波、马赫杆和入射冲击波形成马赫结构，三波相交形成三波点。临近的两个三波点产生碰撞(如点 *A*)，形成强前导冲击波，强前导冲击波在很短的诱导期内引起化学反应。前导冲击波从点 *A* 到点 *D* 传播过程中强度不断衰减，Strehlow 和 Crooker[1]得出了在胞格初期时爆轰波传播的速度为 1.6 倍的 CJ 爆轰速度，而传播至胞格末端时速度为 0.6 倍 CJ 爆轰速度。在最初的 25%胞格长度之内冲击波能够衰减至 CJ 速度，而之后冲击波衰减速率要慢得多，Austin 等[2]指出冲击波强度与活化能有关。

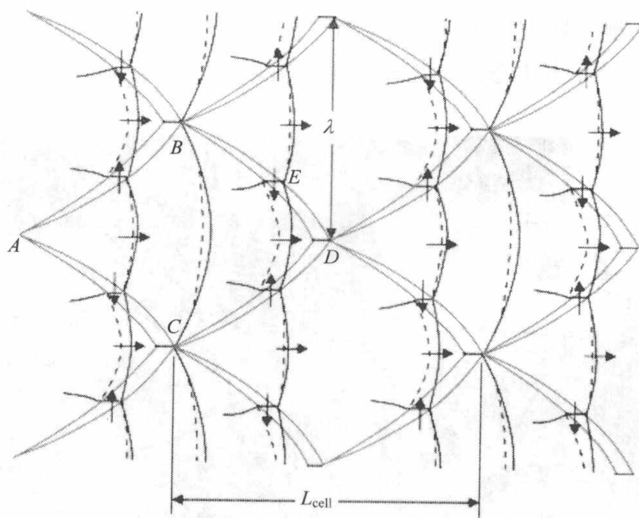


图 6.1　爆轰胞格示意图

爆轰胞格主要是通过烟熏技术记录下爆轰在管道中由横波、入射波、马赫杆交合的三波点运动轨迹，通过烟熏技术、干涉仪及纹影技术得到的爆轰胞格图发现自持爆轰波波前其实是不稳定的三维结构。所谓不稳定性指的是在爆轰波前传播方向上的横向扰动，横波对于自持爆轰波的传播非常重要。图6.1是在连续的爆轰波前结构以及三波点的运动轨迹。三波点的运动轨迹构成胞格，如 *ABCD* 就是

一个完整的胞格结构，并用胞格宽度尺寸λ作为胞格的特征长度，爆轰的胞格尺寸也是判断可燃混合气体最基本的特征参数，基于胞格尺寸，爆轰其他动态参数，如临界管径、爆轰极限和直接起爆的临界能量等都可通过联立爆轰胞格尺寸得到。在本书中所提及的胞格尺寸指胞格宽度。

在第 5 章中介绍了运用测量胞格来研究 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar、CH_4-2O_2 和 C_2H_2-5N_2O-50%Ar 三种混合气体在接近爆轰极限时的爆轰结构，但侧重于研究爆轰极限。本章首先介绍用于测量爆轰胞格的实验系统，基于该系统测量甲醇蒸气与氧气混合气体在各种初始状态下的爆轰胞格。其次引用相关文献中爆轰胞格的数据，分析不同初始条件(如压力、当量比和惰性气体稀释)对胞格尺寸的影响。最后提出几种预测胞格尺寸的方法，通过与实验数据的比较验证方法的正确性和可行性。

6.1　实验系统和方法

6.1.1　混合气体的预混方法

混合气体一般采用分压预混方法，静止混合时间不少于 24h，以保证燃料和氧化剂充分混合。测试物质一般为气态混合物，如燃料为液体(如甲醇)则通过水浴装置先把液体加热至气体状态，再与氧气组成混合气体。配制设备如图 6.2 所示。

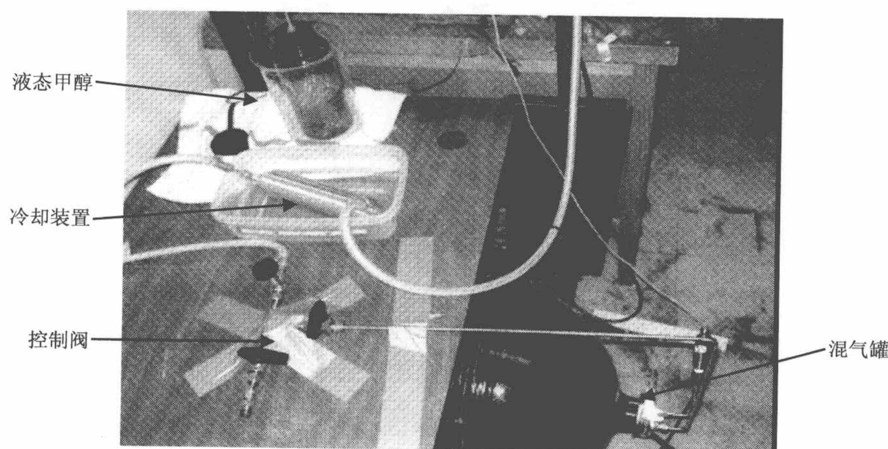


图 6.2　甲醇氧气混合气体的配制设备

液态的甲醇放入 1L 的聚碳酸酯容器中，并把容器置于水浴之中，同时把蒸气压抽至小于 15kPa 使得甲醇气化。把甲醇蒸气通入 100L 的混合罐之前，对蒸气进行过滤，去除蒸气中夹杂的甲醇液滴。混合罐中通过甲醇蒸气之后再加入氧气，并使之充分混合。

6.1.2 测试装置

Eaton 和 Zhang 等[3]建立爆轰胞格的测试系统，如图 6.3 所示。爆轰管长 4.8m，内径为 65mm。在每次实验之前，把烟熏薄膜置于爆轰管的末端内侧，混合气体用高压电火花作为起爆源，位于爆轰管的起始端。实验之前，爆轰管内的压力通过真空泵抽至 200Pa 以下，然后缓慢加入测试气体。离起始端 300mm 处为驱动段和被驱动段之间的隔膜，并使用乙炔氧气作为驱动气体，通过起爆驱动气体产生 CJ 爆轰，并向测试气体传播，在测试气体中产生爆轰。

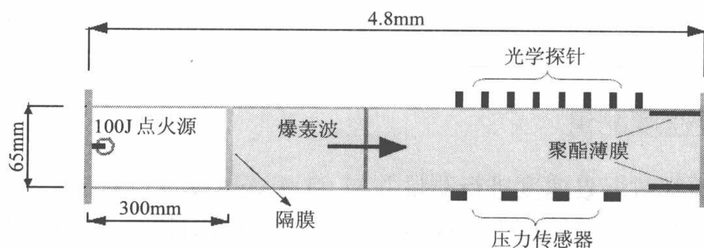


图 6.3 实验装置示意图

6.1.3 测试方法

采用光学探针测量爆轰反应区到达时间，同时使用压力传感器测量前导冲击波的到达时间，并对两个到达时间进行对比，如误差小于 10%则表明前导冲击波与反应区耦合传播，即判定为爆轰。

图 6.4 是通过光学探针和传感器得到的甲醇氧气混合气体在不同距离对应的到达时间。由该图可知，光学探针与传感器得到的数据都位于同一线上，并且计算得出爆炸波的速度为 2056.7m/s，而 CJ 爆轰波速度为 2185.6m/s，误差仅为 6%，因此为爆轰波。通过速度的测量，只有判定为爆轰，才对爆轰胞格尺寸进行测量。

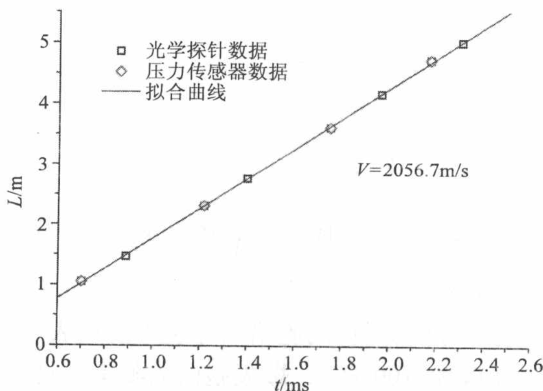


图 6.4 光学探针和传感器得到的时间与距离关系图(CH_3OH-O_2 混合气体，p_0=10.7kPa, φ=1)

6.1.4　实验条件

测量不同初始状态下的甲醇氧气混合气体爆轰胞格，混合气体的初始条件如表 6.1 所示。

表 6.1　甲醇氧气混合气体爆轰胞格测量的不同初始条件

φ	p_0/kPa	φ	p_0/kPa
0.50	5.38~30.00	1.00	0.87~29.77
0.55	2.36~32.03	1.25	4.43~25.14
0.60	12.31~30.98	1.50	4.87~21.28
0.65	2.03~30.98	1.75	5.20~16.26
0.75	7.39~30.36		

6.1.5　爆轰速度测量

每次实验都对爆轰速度进行测量并与 CJ 爆轰速度进行对比。图 6.5 是理论配比的甲醇氧气在不同初始压力下爆轰速度与 CJ 值的对比。由图可知，CJ 爆轰速度曲线大于真实的爆轰速度，这是由于 CJ 模型是基于爆轰的一维理想模型，并没有考虑到其他参数(如摩擦力等)对爆轰速度的影响，因此，实验所得的爆轰速度小于理想的 CJ 速度。图中的一些实验数据甚至高于 CJ 曲线，这是由于在驱动段中所填充的气体压力过高，导致形成过驱爆轰。

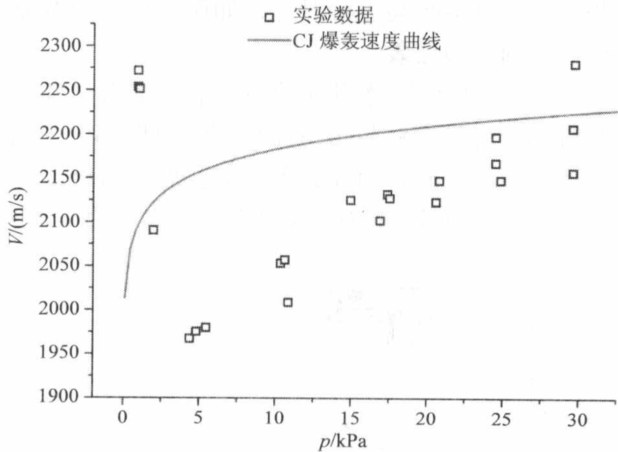


图 6.5　理论配比的甲醇氧气混合气体的爆轰速度与 CJ 爆轰速度对比

如果爆轰的速度小于 90%CJ，或者大于一倍 CJ 值，此时的爆轰并不能代表真实的自持传播的爆轰，因此所测得的胞格尺寸也不能代表真实爆轰的特征长度。所以，只有爆轰速度为 90%~100%CJ，爆轰胞格的测量才具有意义。不同当量比的甲醇氧气在各初始压力的爆轰速度与 CJ 爆轰速度对比如图 6.6 所示。

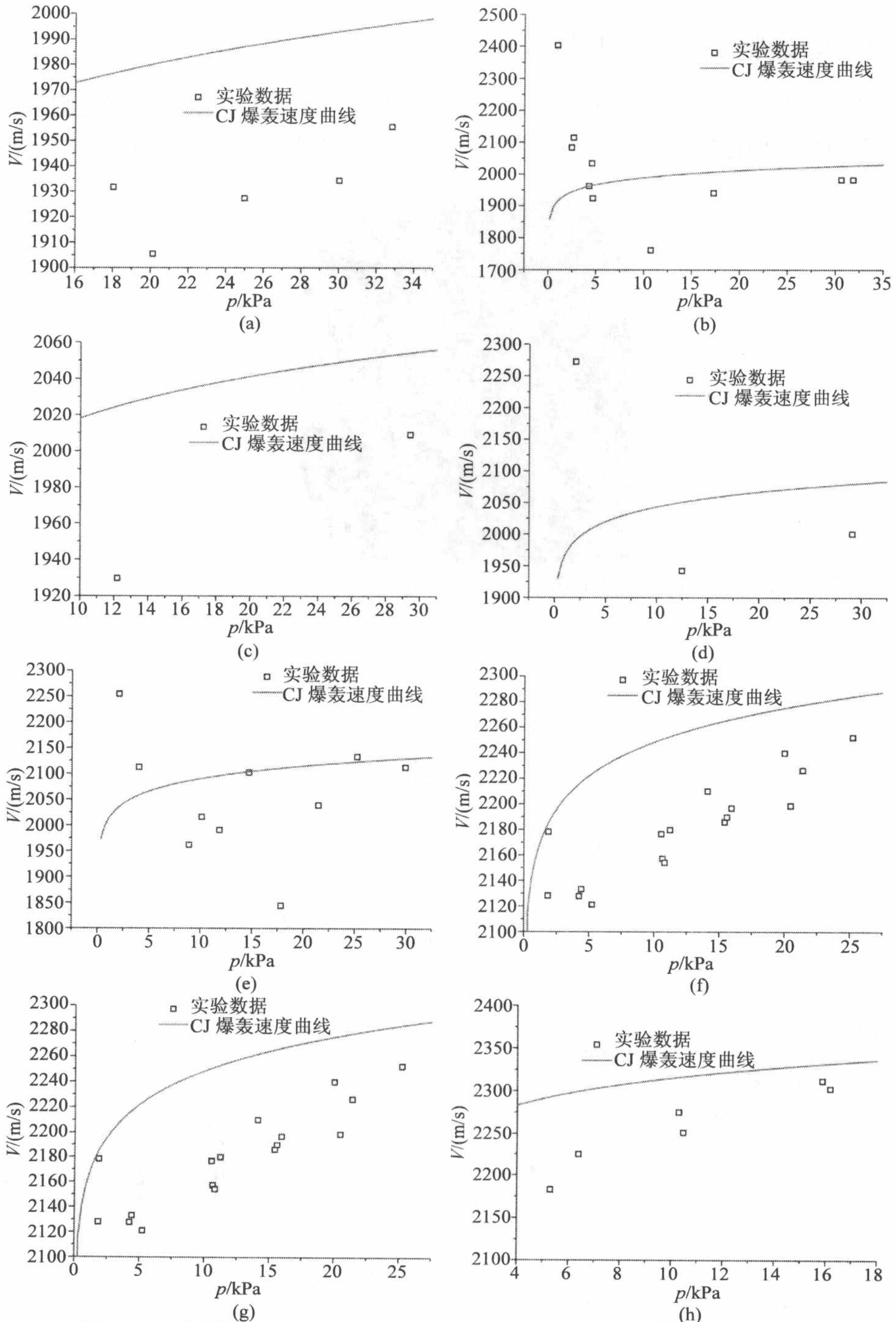


图 6.6　不同当量比的甲醇氧气混合气体的爆轰速度与 CJ 爆轰速度对比

(a) φ =0.5; (b) φ =0.55; (c) φ =0.6; (d) φ =0.65; (e) φ =0.75; (f) φ =1.25; (g) φ =1.5; (h) φ =1.75

6.1.6　爆轰胞格尺寸的测量方法

图 6.7 是通过烟熏聚酯薄膜技术得到的甲醇氧气混合气体典型的爆轰胞格。由图 6.7 可见，理论配比的甲醇氧气混合气体在初始压力为 10.7kPa 时，爆轰胞格极



图 6.7　烟熏技术得到的爆轰胞格(甲醇氧气混合气体，p_0=10.7kPa，φ=1)

(a)

(b)

(c)

图 6.8　不同当量比的甲醇氧气混合气体在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸

不规则，因此测量的波动性较大，这是由于爆轰波在甲醇氧气混合气体中传播具有不稳定性。因此，对于这类混合气体爆轰胞格的测量，采用多次测量取平均值方法，并根据胞格的最大和最小值，计算其误差线，误差线表明平均值的不稳定性。不同当量比的甲醇氧气混合气体在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸如图 6.8 所示。

6.2　可燃混合气体的爆轰胞格

6.2.1　燃料与氧气混合气体

图 6.9 是理论配比的氢气和氧气混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸。其数据分别来自于 Barthel 等[4]、Denisov 等[5]、Desbordes 等[6]、Knystautas 等[7]和 Lee 等[8]。

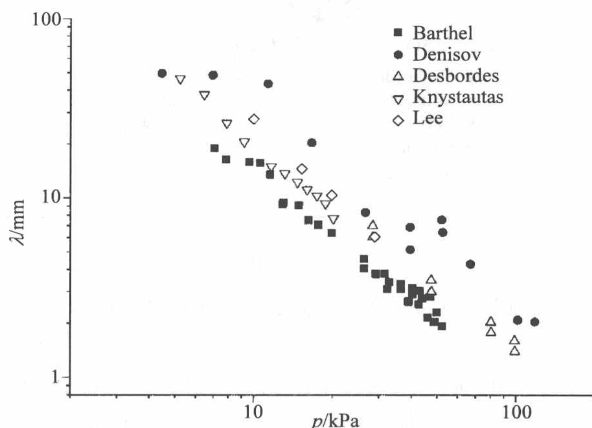


图 6.9　理论配比的 H_2-O_2 混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸

图 6.10 是理论配比的甲烷和氧气混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸，其实验数据分别来自于 Laberge 等[9]、Abid 等[10]、Pedley 等[11]和 Manzhalei 等[12]。

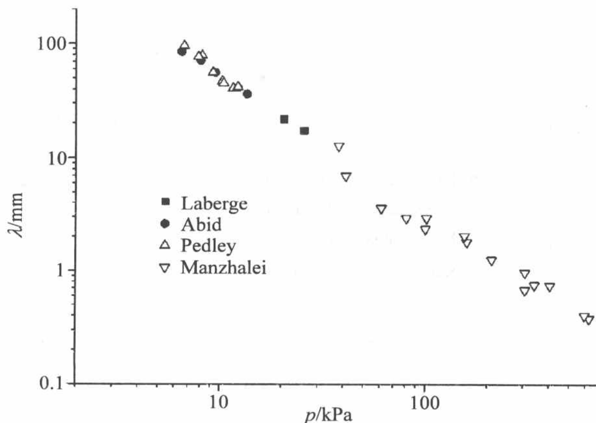


图 6.10　理论配比的 CH_4-O_2 混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸

图 6.11 是理论配比的乙炔氧气、乙烯氧气在不同初始压力下的胞格尺寸。乙炔氧气混合气体的胞格尺寸的数据来自于 Desbordes 等[13]、Voitsekhovskii 等[14]、Laberge 等[9]、Strehlow[15]和 Knystautas 等[7]。而乙烯氧气混合气体的胞格尺寸数据来自于 Knystautas 等[7]、Strehlow[15]和 Abid 等[10]。

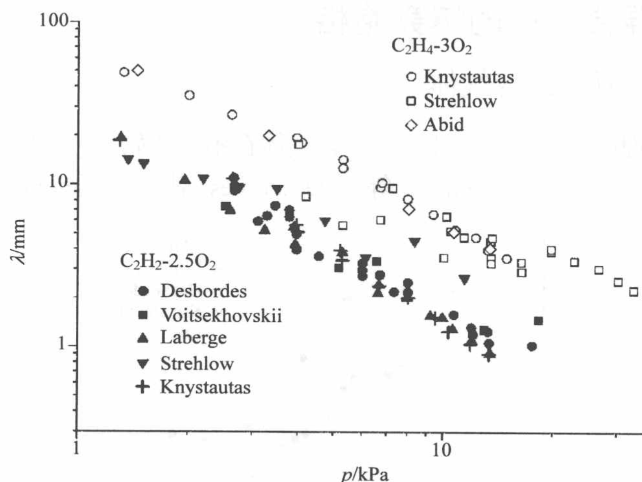


图 6.11 理论配比的 C_2H_2-O_2 和 C_2H_4-O_2 在不同初始压力下的胞格尺寸

图 6.12 是几种常见的烷烃(乙烷、丙烷、丁烷)和烯烃(丙烯)与氧气混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸，胞格尺寸都来自于 Knystautas 等[7]。

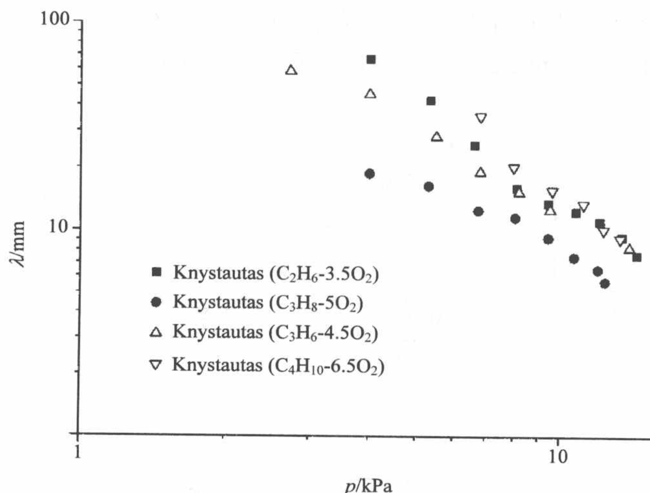


图 6.12 理论配比的 C_2H_6、C_3H_8、C_3H_6 和 C_4H_{10} 与氧气的混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸

图 6.13 是在初始压力 p_0=120kPa 时，理论配比的甲烷和氧气混合气体处于不同当量比的胞格尺寸，其实验数据来自于 Aminallah 等[16]。

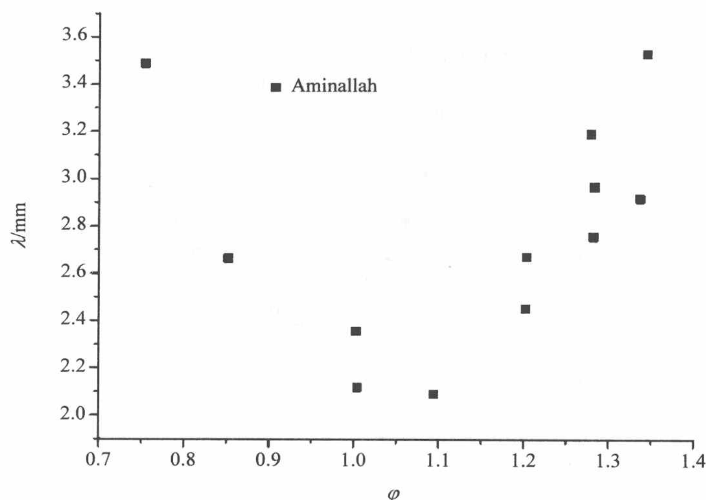


图 6.13　理论配比的 CH_4-O_2 混合气体不同当量比的胞格尺寸(p_0=120kPa)

6.2.2　燃料与空气混合气体

图 6.14 是理论配比的氢气-空气混合气体在不同初始压力时的胞格尺寸，实验数据来自于 Stamps 等[17]。

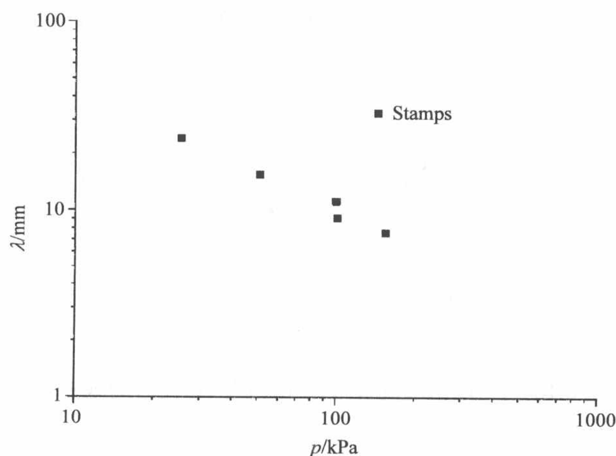


图 6.14　理论配比的 H_2-空气混合气体在不同初始压力时的胞格尺寸

图 6.15 是氢气-空气混合气体在不同当量比时的胞格尺寸，实验数据来自于 Guirao 等[18]、Tieszen 等[19]、Ciccarelli 等[20]和 Benedick 等[21]。

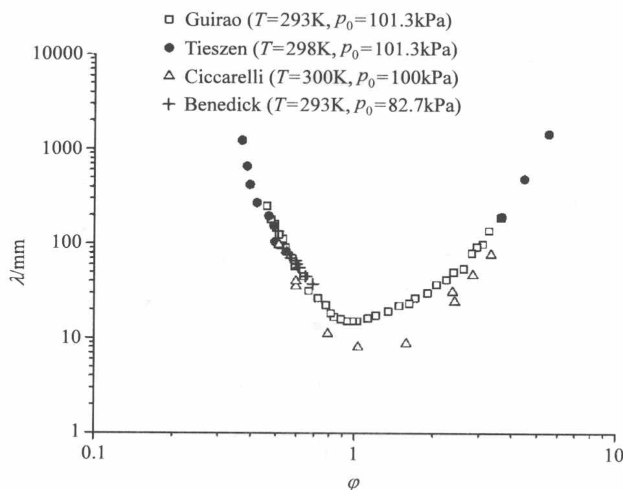


图 6.15　H_2-空气混合气体在不同当量比时的胞格尺寸

图 6.16 是乙炔-空气混合气体在不同当量比时的胞格尺寸，数据来自于 Moen 等[22]、Knystautas 等[23]和 Bull 等[24]。

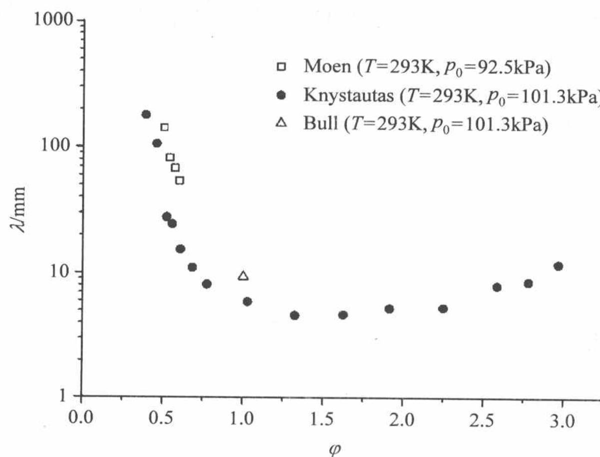


图 6.16　C_2H_2-空气混合气体在不同当量比时的胞格尺寸

图 6.17 是在常压下，乙烯、乙烷、丙烷、丁烷分别与空气的混合气体在不同当量比时的胞格尺寸，实验数据都来自于 Knystautas 等[23]。

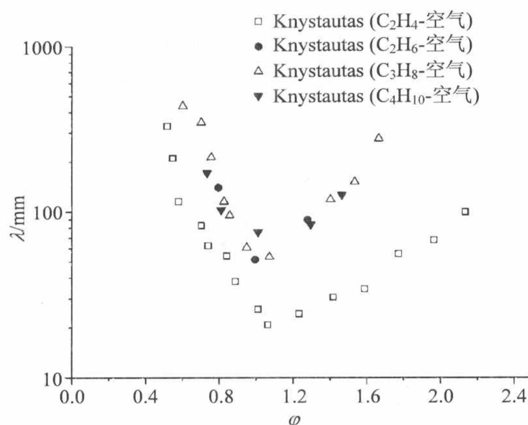


图 6.17 C_2H_4、C_2H_6、C_3H_8、C_4H_{10}分别与空气的混合气体在不同当量比时的胞格尺寸(p_0=100kPa)

6.2.3 惰性气体稀释的混合气体

图 6.18 是理论配比的氢气氧气混合气体，加入不同体积分数的氩气(Ar)后在不同压力下的胞格尺寸。其中体积分数为 40%氩气稀释的混合气体的胞格尺寸数据来自于 Strehlow 等[15, 25]和 Barthel[4]；50%氩气稀释的混合气体的数据来自于 Anderson 等[26]；55.6%氩气稀释的混合气体的数据来自于 Anderson 等[26]；70%氩气稀释的混合气体的数据来自于 Strehlow 等[25]。

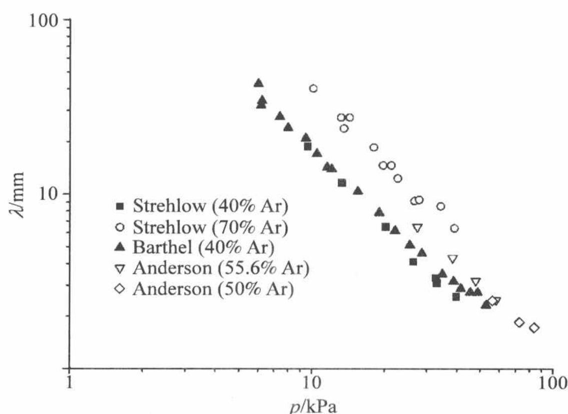


图 6.18 H_2-O_2-X%Ar 在不同压力下的胞格尺寸

图 6.19 是理论配比的氢气氧气混合气体，分别加入体积分数为 70%的氩气和氦气(He)后在不同压力下的胞格尺寸。其中体积分数为 70%的氩气稀释的混合气体的胞格尺寸数据来自于 Strehlow[15]；体积分数为 70%氦气稀释的混合气体的数据来自于 Strehlow 等[25]和 Kumar[27]。

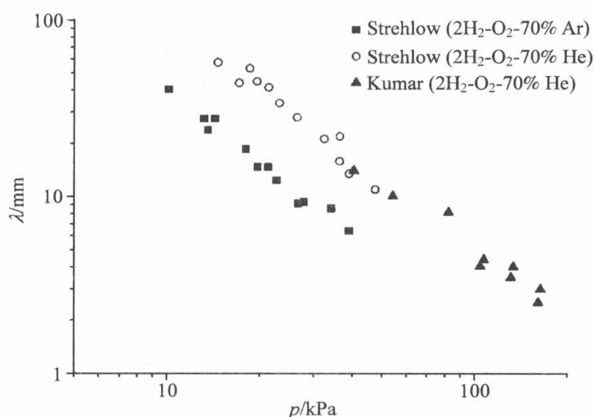


图 6.19 H_2-O_2-70%Ar/He 在不同压力下的胞格尺寸

6.3 爆轰胞格的规律分析

6.3.1 初始压力的影响

由 6.2 节中各种可燃混合气体在不同初始压力下胞格规律可知，胞格尺寸随着初始压力的升高而降低，呈指数衰减。并且在对数坐标中胞格与初始压力基本呈线性关系。如图 6.20 所示，由拟合曲线可知，甲烷氧气混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸可近似为关于两者参数的指数函数。

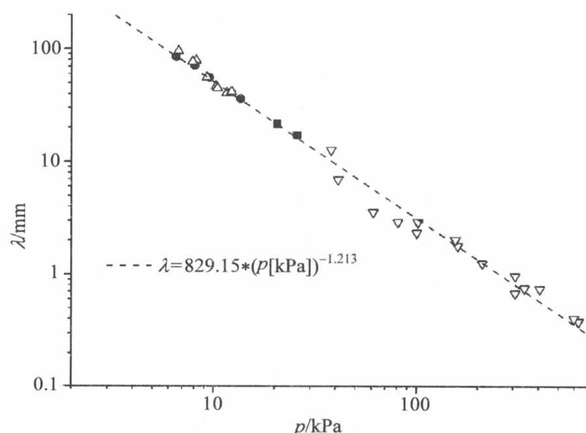


图 6.20 CH_4-$2O_2$ 混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸及拟合曲线

6.3.2 当量比的影响

由图 6.15~图 6.17 中各种可燃气体在不同当量比时的胞格可得出的规律为：

胞格尺寸与当量比成“U”形关系。一般情况下，胞格的最小值位于理论配比附近，也即$\varphi=1$(但对于某些气体也有例外，如乙炔氧气混合气体，胞格最小值位于$\varphi=2.5$)。在富氧一侧(即$\varphi>1$)，胞格尺寸的增长幅度小于富燃一侧(即$\varphi<1$)。

6.3.3　惰性气体稀释的影响

惰性气体能明显增加胞格尺寸，随着惰性气体稀释浓度的增加胞格尺寸也相应增大。图 6.21 是理论配比的乙炔氧气混合气体加入不同浓度的氮气后的胞格尺寸，而图 6.22 是在不同的初始压力下，理论配比的乙炔氧气混合气体加入不同浓度的氩气后的胞格尺寸。由图 6.21 和图 6.22 可见，无论是氮气或氩气稀释，随着稀释浓度的增加，胞格都相应增大。

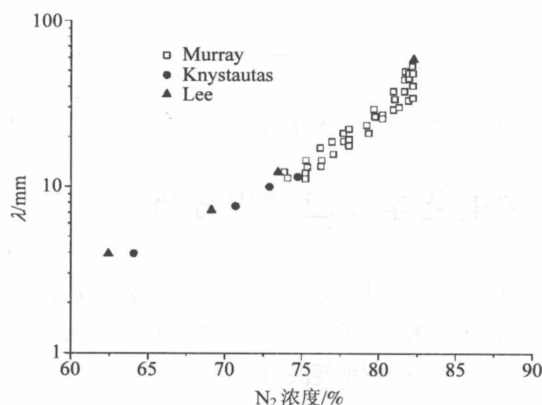


图 6.21　C_2H_2-2.5O_2-X%N_2 的胞格尺寸(p_0=100kPa)

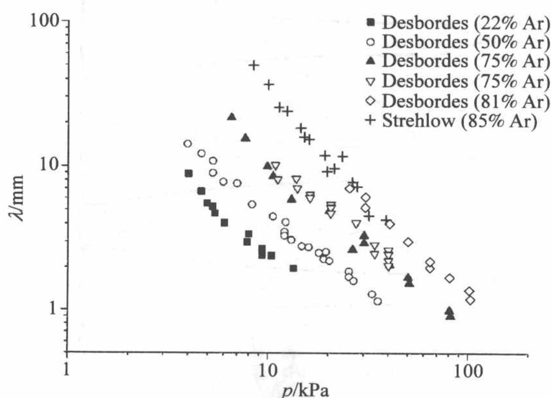


图 6.22　C_2H_2-2.5O_2-X%Ar 的胞格尺寸(p_0=100kPa)

利用相同浓度(75%)的氩气、氦气和氪气对理论配比的乙炔氧气稀释，混合气体在不同压力时的胞格尺寸如图 6.23 所示。由图 6.23 可见，对于理论配比的乙炔

氧气混合气体，使在相同的初始状态下胞格尺寸增幅从小到大的惰性气体排列依次为：氪气、氩气和氦气。

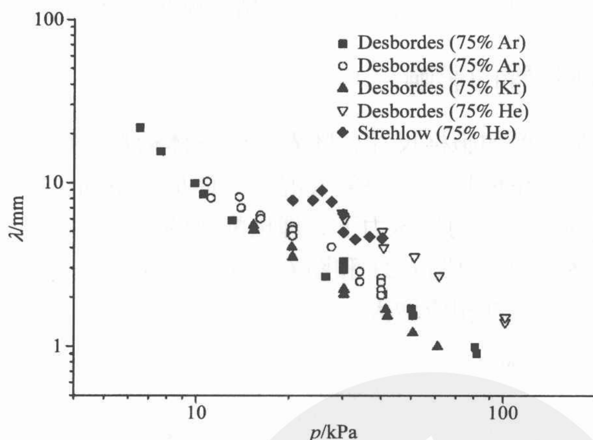


图 6.23　C_2H_2-2.5O_2-75%Ar\Kr\He 不同初始压力下的胞格尺寸

6.4　胞格结构中的化学反应过程分析

图 6.24 是爆轰胞格的三波(横波、入射波和马赫杆)结构图，并揭示了横波的运动轨迹。如果爆轰处于不稳定状态，横波在烟迹薄膜上留下的轨迹也是不规则的。图 6.25 是乙炔氧气混合气体爆轰波在小直径管道中传播时，横波的运动轨迹。

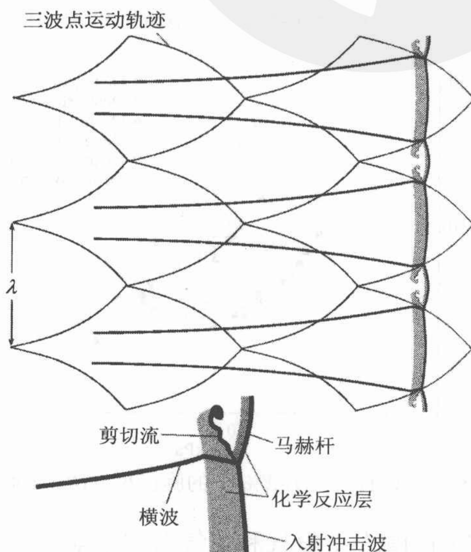


图 6.24　爆轰胞格中的三波结构[28]

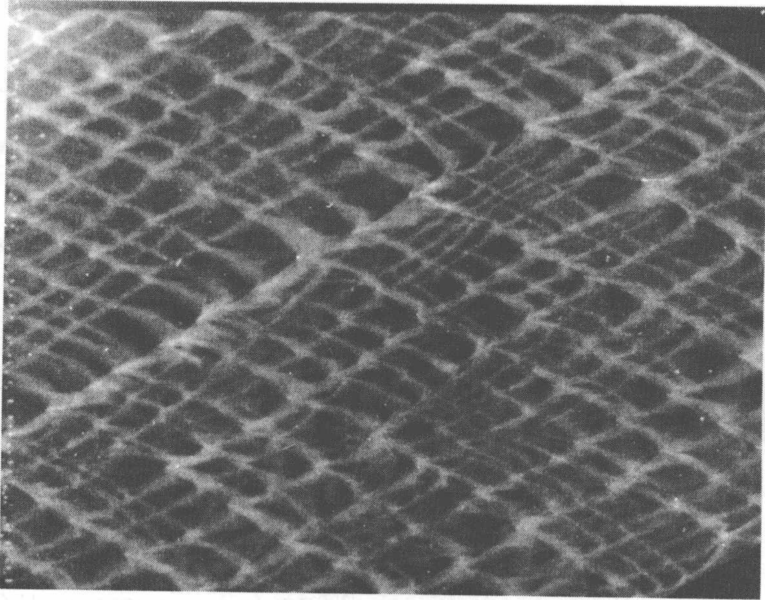


图 6.25　在小直径管道中传播横波的运动轨迹[29]

由图 6.25 可见，由于横波在爆轰传播过程中不断地衰减和加速，波系结构非常不规则。在胞格结构中较弱的波系称为“子结构”。图 6.25 中左侧边角处横波相互作用的波系结构非常规则，总体来看，下半区的横波间距波动较大，因此横波波系结构更不稳定。

6.4.1　稳定胞格结构

使用 80%氩气稀释的理论配比的氢氧混合气体，在 p_0=20kPa 时的胞格结构如图 6.26 所示。由图可见，爆轰波阵面略有弯曲，胞格结构排列较规则，大小基本一致，因此为稳定的胞格结构。在相同实验条件下，爆轰结构如图 6.27 所示。

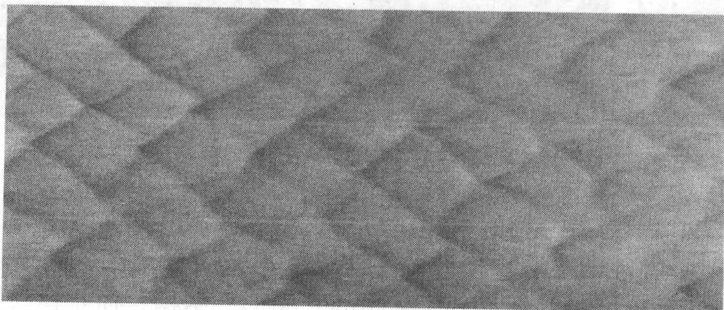
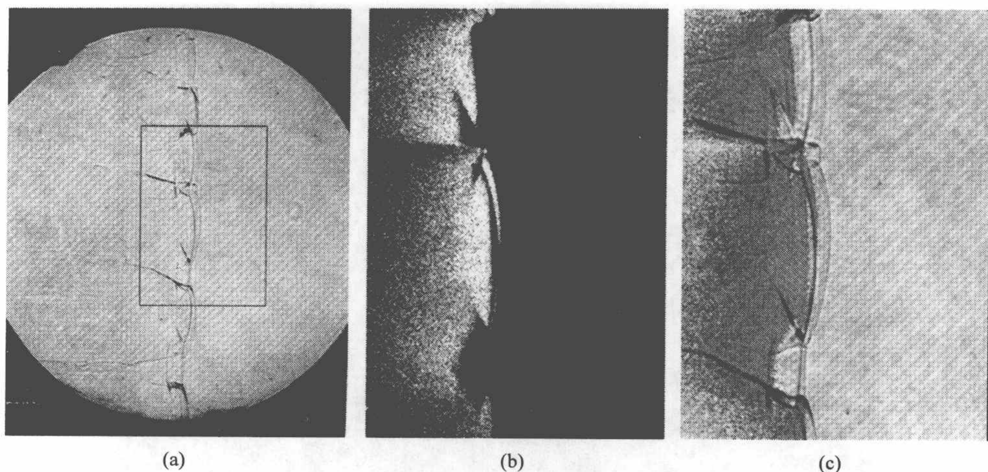


图 6.26　$2H_2$-O_2-80%Ar 的爆轰胞格(p_0=20kPa)



(a) (b) (c)

图 6.27 $2H_2$-O_2-80%Ar 的爆轰结构[30]

(a) 纹影图；(b) OH 荧光图；(c) 纹影和荧光叠加图

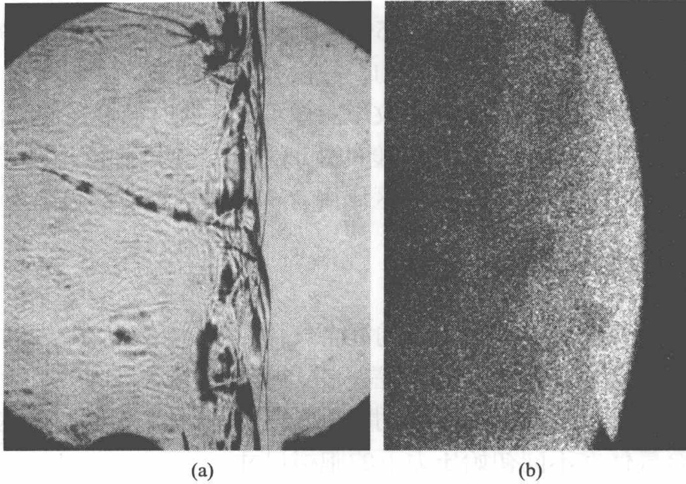
图 6.27 是加利福尼亚理工学院 Austin[30]得到的 $2H_2$-O_2-80%Ar 混合气体在初始压力 p_0=20kPa 时的爆轰结构图。由图 6.27(a)可见，爆轰波阵面较整齐，可观察到爆轰的三波结构，但亮度较弱。图 6.27(b)中清晰可见呈“楔形”的 OH 基团。通过图 6.27(c)中纹影和荧光叠加效果可知剪切流始于波阵面交叉处，横波是已反应气体和未反应气体的分界，并形成了“楔形”的边界。

而用体积分数为 85%的氩气稀释时，相同状态下氢氧混合气体的胞格结构如图 6.28 所示。稀释后的胞格比图 6.26 的胞格结构更加规则，因此为稳定的胞格结构。在相同状态下爆轰结构如图 6.29 所示。



图 6.28 $2H_2$-O_2-85%Ar 爆轰胞格[31](p_0=20kPa)

由图 6.29(a)中爆轰结构的纹影图可见，爆轰波波阵面非常齐整，基本位于同一垂直线上，并能明显看出横波及三波点。图 6.29(b)与图 6.27(b)相比则有明显的区别，在图 6.29(b)并未见 OH 基团的“楔形”结构，而是比较平滑的圆弧形结构。



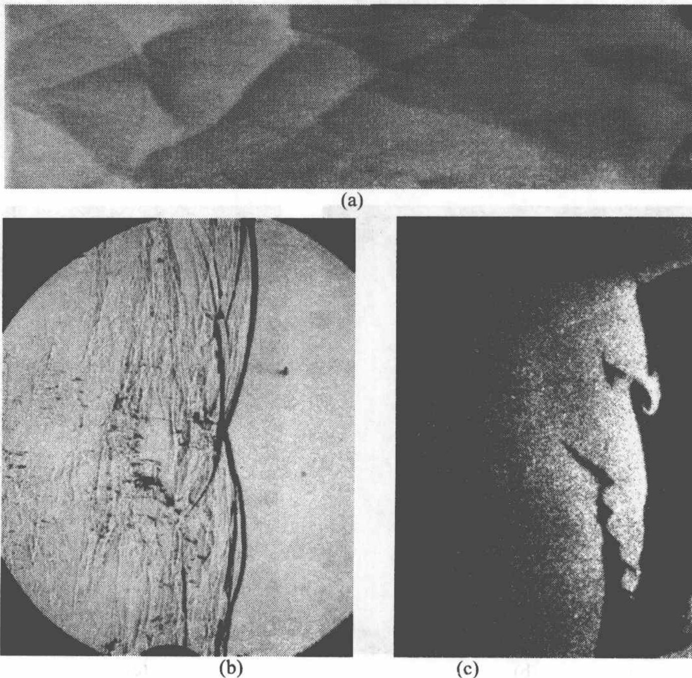
(a) (b)

图 6.29 $2H_2$-O_2-85%Ar 爆轰结构[31](p_0=20kPa)

(a) 纹影图；(b) OH 荧光图

6.4.2 中度不稳定胞格结构

图6.30是用体积分数为72%氮气稀释理论配比的氢氧混合气体，初始压力p_0=20kPa。



(a)

(b) (c)

图 6.30 $2H_2$-O_2-72%N_2 混合气体[31] (p_0=20kPa)

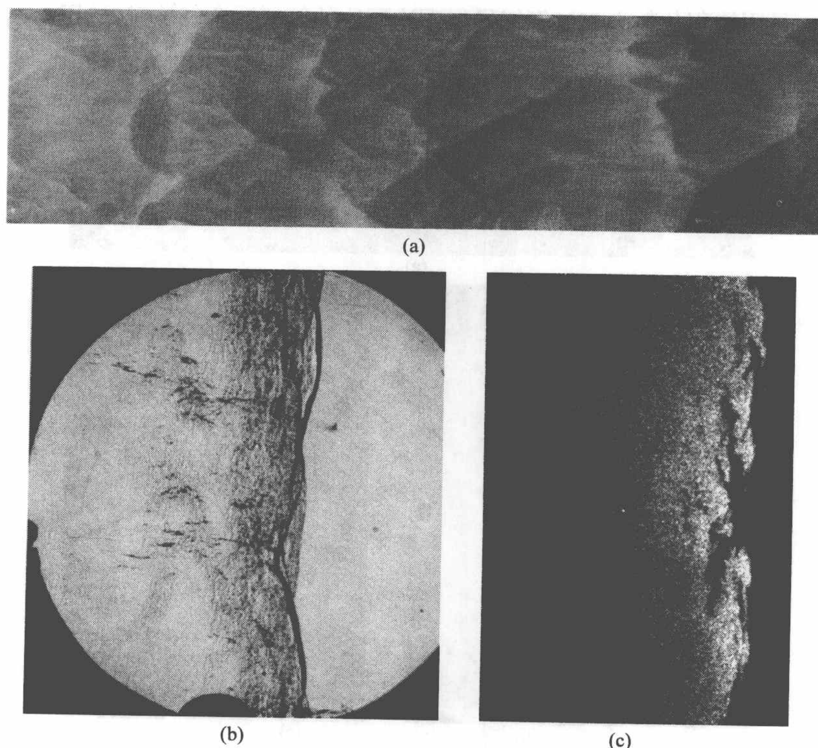
(a) 胞格；(b) 纹影爆轰结构；(c) OH 荧光图

由胞格图可知，此时的胞格明显不如85%或者80%氩气稀释的胞格整齐，大小也没有规律。但每个胞格都是具有独立结构，并没有发现胞格“子结构”，因此称为中度不稳定胞格结构。而由图6.30(b)中纹影图像可见，此时的爆轰波阵面出现弯曲，并观察到在波阵面之后约一个胞格长度的距离之内，密度梯度出现了小范围的变化。图6.30(c)中PLIF图像显示，反应区比用85%氩气稀释时明显出现歪曲的现象。

6.4.3 极不稳定胞格结构

浓度为60%的氮气稀释H_2-N_2O的混合气体，在初始压力p_0=20kPa时的胞格如图6.31(a)所示。胞格的规律性非常差，并且胞格出现“子结构”现象，如果要确定胞格尺寸则相对较困难，胞格尺寸的数据一般采用平均值和误差线，图6.32是H_2-N_2O混合气体在不同初始压力下的胞格尺寸。

图6.31(b)中爆轰前导冲击波与图6.29和图6.30中的结构有明显的区别：用氩气或者氮气稀释的混合气体的爆轰前导冲击波为稍弯曲的结构，但图6.31(b)中的爆轰结构除了具有弯曲结构之外，由于小尺度的扰动，波前结构比较粗糙。紧接着波阵面之后的区域包含小尺度的密度波动，并持续约一个胞格尺寸的长度。



(a)

(b) (c)

图6.31 H_2-N_2O-60%N_2混合气体[31](p_0=20kPa)

(a) 胞格；(b) 纹影爆轰结构；(c) OH 荧光图

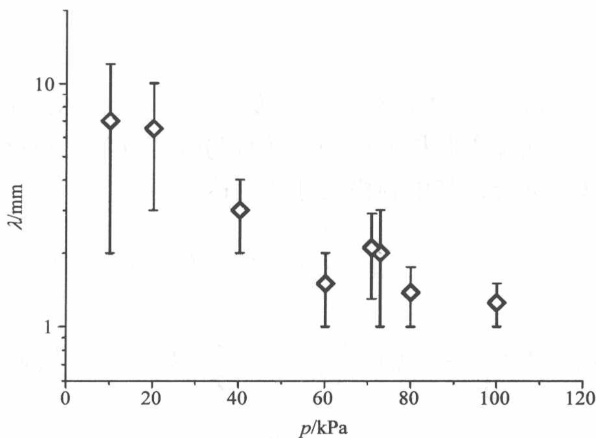


图 6.32　理论配比的 H_2-N_2O 在不同初始压力下的胞格尺寸(T_0=295K)

图6.31(c)中的 PLIF 图像也明显区别于图6.29(b)和图6.30(c)。在图6.31(c)中并没有看到明显的“楔形”结构，OH 结构非常粗糙，OH 基团并非具有连续性，在 OH 主波阵面之后，高密度和低密度浓度区域相互独立。

6.5　爆轰胞格的预测

6.5.1　拟合曲线法

拟合曲线法是基于物质爆轰胞格尺寸的实验数据，对其进行拟合而得出曲线，并通过拟合曲线的插值法计算实验条件之外的爆轰胞格。

C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8、H_2 分别与氧气组成混合气体，在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸可由爆轰数据库[33]查询得出，而 C_2H_2-2.5O_2-50%Ar 混合气体的胞格由文献[32]得到，并据此得出拟合曲线，如表 6.2 所示。

表 6.2　爆轰胞格尺寸与初始压力之间的拟合关系 λ[mm]=$C(p_0$[kPa]$)^{-\alpha}$

混合气体	C	α
C_2H_2-O_2	9.2382	0.9625
C_2H_2-2.5O_2	26.262	1.1889
C_2H_2-4O_2	54.967	1.1656
C_2H_4-3O_2	56.458	0.9736
C_3H_8-5O_2	186.55	1.1729
2H_2-O_2	181.45	1.0414
C_2H_2-2.5O_2-50%Ar[32]	61.5	1.12
C_2H_2-2.5O_2-65%Ar[32]	93.1	1.20
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar[32]	113.8	1.20

6.5.2　Ng 模型

考虑到胞格尺寸依赖于 ZND 诱导区长度，即$\lambda = A\varDelta_{\mathrm{I}}$，Ng 等[34, 35]基于化学动力学机理，提出可预测爆轰胞格的模型，并且与气相碳氢燃料爆轰胞格的实验值对比，发现两者基本吻合，其中胞格尺寸的表达式为

$$\lambda = A(\chi)\cdot\varDelta_{\mathrm{I}} = \sum_{k=0}^{N}(a_k\chi^{-k} + b_k\chi^{k})\cdot\varDelta_{\mathrm{I}} \tag{6.1}$$

$$\begin{aligned}\lambda = A(\chi)\cdot\varDelta_{\mathrm{I}} &= \left[(a_0+b_0)+\frac{a_N}{\chi^N}+\cdots+\frac{a_1}{\chi}+b_1\chi+\cdots+b_N\chi^N\right]\cdot\varDelta_{\mathrm{I}}\\ &= \left[A_0+\left(\frac{a_N}{\chi^N}+\cdots+\frac{a_1}{\chi}+b_1\chi+\cdots+b_N\chi^N\right)\right]\cdot\varDelta_{\mathrm{I}}\end{aligned} \tag{6.2}$$

式中，$\varDelta_{\mathrm{I}}$为诱导区长度，通过 Chemkin 程序[36]和 Sandiego 实验室[37, 38]的化学反应机制计算得出；χ为量纲参数，代表爆轰稳定程度，数值越大表示爆轰越不稳定，并定义为

$$\chi = \varepsilon_{\mathrm{I}}\cdot\frac{\varDelta_{\mathrm{I}}}{\varDelta_{\mathrm{R}}} = \varepsilon_{\mathrm{I}}\varDelta_{\mathrm{I}}\frac{\sigma_{\max}}{u'_{\mathrm{CJ}}}$$

ε_{I}、$\varDelta_{\mathrm{R}}$、$\dot{\sigma}_{\max}$和u'_{CJ}分别表示在诱导区中的活化能、化学反应区域长度、最大放热速率以及质点的 CJ 速度。

表 6.3 是当 N=3 时，结合 ZND 反应区结构中所有的特征参数变化(如温度的敏感性和反应区形状变化等)，依据实验数据并利用 Matlab 得到多元最小平方拟合关系的参数值。

表 6.3　Ng[34, 35]模型中 N= 3 时预测爆轰胞格的参数值

系数	值
A_0	30.465860763763
a_1	89.55438805808153
a_2	−130.792822369483
a_3	42.02450507117405
b_1	−0.02929128383850
b_2	$1.026325073064710\times10^{-5}$
b_3	$-1.031921244571857\times10^{-9}$

反应放热速率$\dot{\sigma}$和活化能ε_{I}分别为

$$\dot{\sigma} = \sum_{i=1}^{N_S}\left(\frac{W}{W_i}-\frac{h_i}{C_pT}\right)\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}t} \tag{6.3}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{I}} = \frac{E_a}{RT_{\mathrm{VN}}} = \frac{\ln(t_1 - t_2)}{[T(D_1) - T(D_2)]T_{\mathrm{VN}}} \tag{6.4}$$

式(6.3)中 W 为混合气体平均摩尔质量；C_p 为定压比热容；h_i 为物质 i 的比焓；式(6.4)中，T_{VN} 为 von Neumann 状态时的温度；$D_1 = 0.99D_{\mathrm{CJ}}$；$D_2 = 1.01D_{\mathrm{CJ}}$；$t_1$ 和 t_2 分别为当爆轰速度为 D_1 和 D_2 时定容爆炸点火延迟时间；$T(D_1)$ 和 $T(D_2)$ 分别为当爆轰速度为 D_1 和 D_2 时波后初始温度。

1. C_2H_4-O_2 胞格尺寸预测

张博等[39]以 C_2H_4-O_2 混合气体为例，经以上步骤计算得到的在不同初始条件下的各爆轰参数如表 6.4 所示。

表 6.4　C_2H_4-O_2 混合气体在不同初始条件下的爆轰参数

p/kPa	φ	D_{CJ}/(m/s)	u'_{CJ}/(m/s)	T_{VN}/K	Δ_{I}/mm	$\sigma_{\max}$ (× 10^7)	ε_{I}	χ	λ/mm
100	1	2373.9	1282.1	2036.5	0.016143	9.240	6.236	7.26	0.65
30	1	2316.0	1247.9	1964.3	0.049557	2.568	5.514	5.62	2.10
100	0.4	1973.4	1069.9	1770.6	0.052233	2.441	7.751	9.24	2.01

通过化学动力学计算，可得出无量纲参数 A 与初始压力的关系如图 6.33 所示，参量拟合关系为

$$A = 43.815 \cdot \left(1 + \frac{p_1}{p_0}\right)^{-0.12371} \tag{6.5}$$

式中，p_1 为 C_2H_4-O_2 混合气体初始压力；p_0 为标准压力，即 p_0=100kPa。

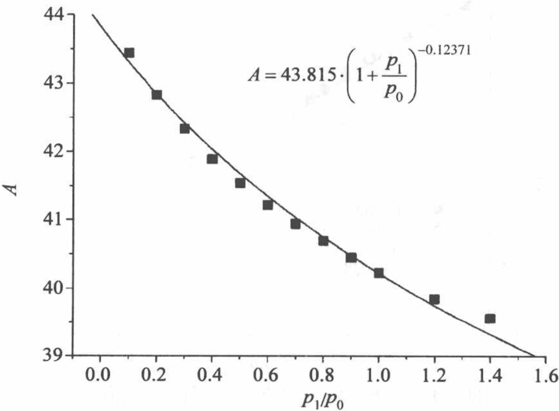


图 6.33　理论配比 C_2H_4-O_2 混合气体初始压力与参数 A 关系图

在初始压力为 100kPa 时，无量纲参数 A 与当量比 φ 之间的关系如图 6.34 所示，其参量拟合关系为

$$A = 8.531 \cdot \exp(\varphi/3.135) + 28.644 \tag{6.6}$$

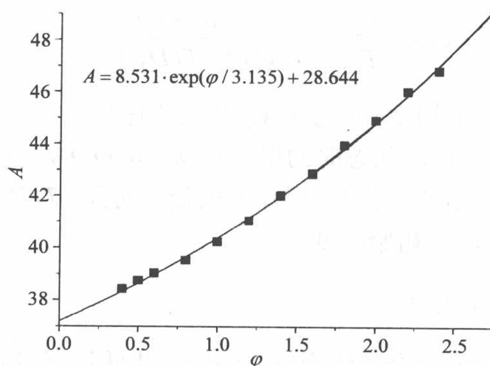


图 6.34　C_2H_4-O_2 混合气体当量比与参数 A 关系图(p_0=100kPa)

在初始条件确定的情况下，爆轰胞格与其诱导区长度之间的比例系数 A 为常数，然而由式(6.5)和式(6.6)可知，常数 A 随着初始条件的改变而变化。由于诱导区的长度 Δ_I 可定量计算，因此结合式(6.2)~(6.5)就可定量计算 C_2H_4-O_2 混合气体在不同初始条件下爆轰胞格尺寸的理论值，并和实验数据对比。图 6.35 是理论配比的 C_2H_4-O_2 混合气体在不同初始压力条件下，胞格尺寸的实验值与理论预测曲线的对比，实验数据来自于 Knystautas 等[7]、Strehlow[15]和 Abid 等[10]。爆轰胞格的实验值与基于以上步骤所得到的理论预测曲线基本吻合。当压力小于 10kPa，胞格实验数据变化幅度比较大，这是由于 C_2H_4-O_2 混合气体是爆轰敏感性极强的物质，在低压的情况下胞格结构非常不规则，不同的测量方法其误差达到两倍，但是总体上理论模型可以对实验值进行定量描述。

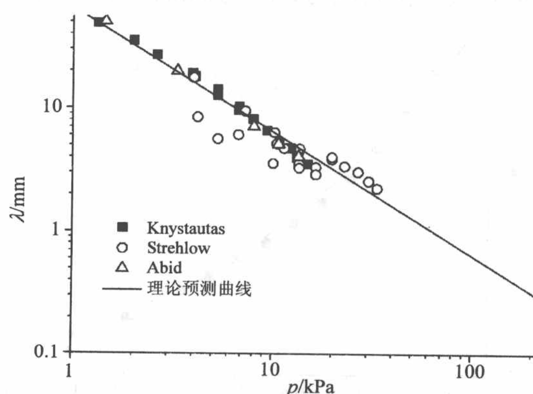


图 6.35　理论配比的 C_2H_4-O_2 混合气体在不同初始压力下胞格的实验值与理论值对比

图 6.36 是 C_2H_4-O_2 混合气体在初始压力为 100kPa 时，不同当量比条件下的爆轰胞格实验值和理论值对比。其中实验数据来自于 Makris 等[40]和 Matsui 等[41]对于爆轰直径的测量。对于不稳定爆轰物质，通常情况下爆轰直径 d_C 约为爆轰胞格尺寸 λ 的 13 倍，即 $d_C = 13\lambda$，因此通过爆轰直径的测量即可间接推测其爆轰尺寸的大小。

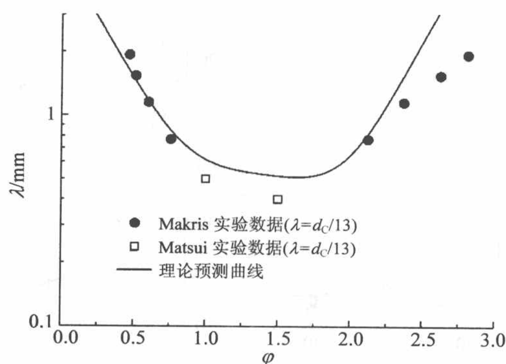


图 6.36　C_2H_4-O_2 混合气体在不同当量比时的胞格实验值与理论值对比(p_0=100kPa)

2. CH_3OH-O_2 胞格尺寸预测

Eaton 和 Zhang 等[42]基于 Ng 模型，并利用 Chemkin 程序[36]和 Konnov[43]的化学反应机制，理论计算出甲醇氧气混合气体胞格尺寸，并与实验值进行对比，如图 6.37 所示。

实验数据
理论预测曲线
λ/mm
p/kPa

(a)

实验数据
理论预测曲线
λ/mm
p/kPa

(b)

实验数据
理论预测曲线
λ/mm
p/kPa

(c)

实验数据
理论预测曲线
λ/mm
p/kPa

(d)

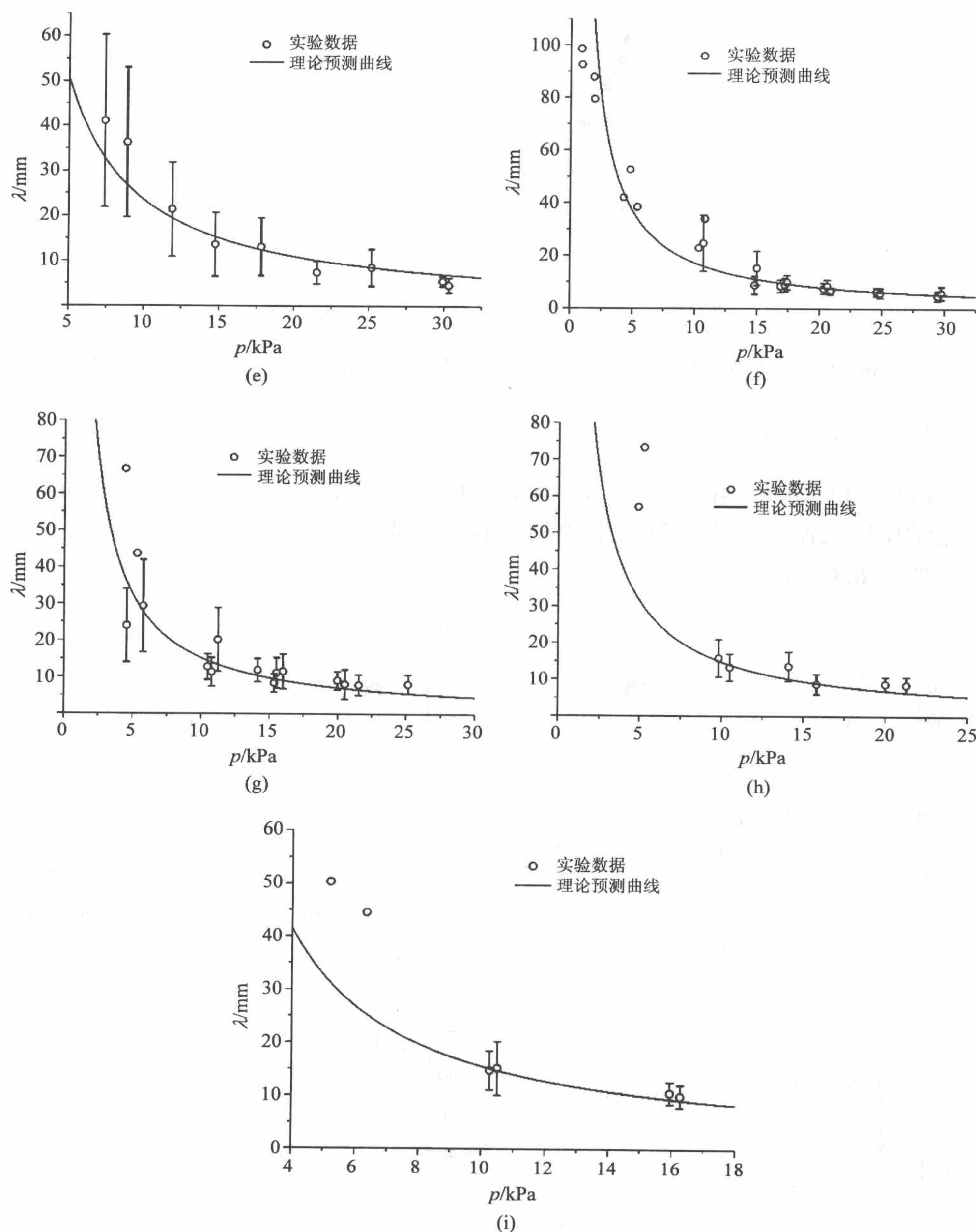


图 6.37　不同当量比的 CH_3OH-O_2 混合气体在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸

(a) φ =0.5；(b) φ =0.55；(c) φ =0.6；(d) φ =0.65；(e) φ =0.75；(f) φ =1；(g) φ =1.25；(h) φ =1.5；(i) φ =1.75

以上基于 Ng 模型，通过 C_2H_4-O_2、CH_3OH-O_2 两种混合气体中爆轰胞格的实验值与理论值的对比，表明通过 Ng 模型预测的理论值与实验值比较吻合。

6.5.3　特征参数法

由于爆轰胞格尺寸与 ZND 诱导区长度之间的关系为$\lambda = A \cdot \Delta_I$，通过实验测定胞格尺寸$\lambda$的值，并且通过化学动力学计算得到诱导区长度。因此，如何确定比例系数 A 是关键。一种方法是通过上节介绍的 Ng 模型法可得出 A 值，另一种方法，Zhang 等[44]考虑到 A 值是依赖于初始条件的参数，因此可得出特征参数 A 关于当量比(φ)、氩气稀释浓度(X_{Ar})和初始压力(p_1/p_0)的表达式为

$$A = C \cdot \varphi^{\alpha}(1 - X_{Ar})^{\beta}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\gamma} \tag{6.7}$$

式中，C 为常数；α、β、γ分别为指数。

以 H_2-N_2O-Ar 为例，由于该物质的爆轰胞格尺寸实验值已通过 Akbar 等[45]测量得到，而诱导区长度由计算可知，因此联立两者参数，得出 A 的表达式为

$$A = 25.68\varphi^{-0.112}(1 - X_{Ar})^{-1.23}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{0.016} \tag{6.8}$$

图 6.38 是 H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力下胞格的实验值与通过以上公式得出的理论值的对比。通过对比可知，由 $A = f(\varphi, X_{Ar}, p)$ 关系式预测得出的理论值与实验值基本吻合。

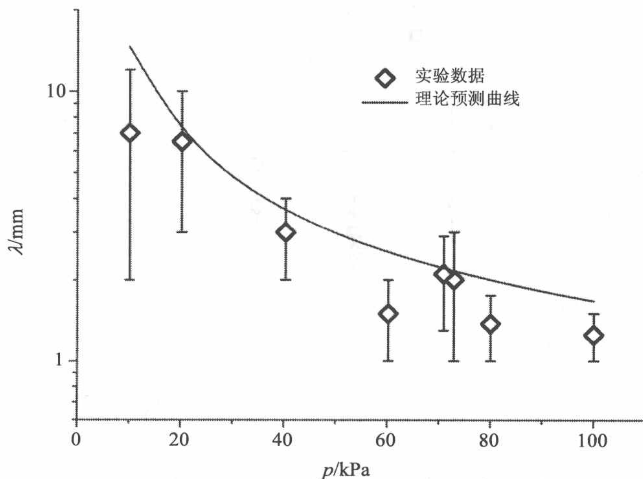


图 6.38　H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力下胞格的预测曲线与实验值

图 6.39 是 H_2-N_2O 混合气体在初始压力为 70.9kPa 时，不同当量比时胞格尺寸的预测曲线与实验值的对比情况。通过对比可知，总体上理论预测值与实验值

符合，但是在极富燃料一侧$\varphi < 0.1$，从$A = f(\varphi, X_{Ar}, p)$关系式得出的预测值比实验值稍小。

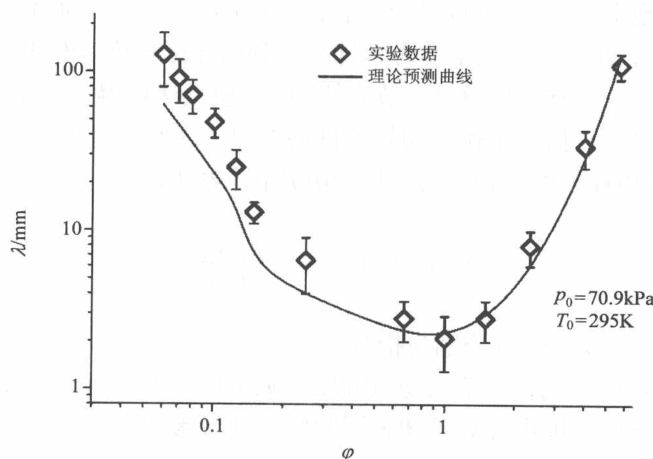


图 6.39 H_2-N_2O 在不同当量比时胞格尺寸预测曲线与实验值的对比(p_0 = 70.9kPa)

图 6.40 是 H_2-N_2O 加入体积分数分别为 20%和 40%氩气稀释后，不同当量比时胞格尺寸的预测曲线和实验值对比。考虑到实验值测量的本身具有误差，通过$A = f(\varphi, X_{Ar}, p)$关系式得出的胞格预测值仍在可接受的精度范围之内。

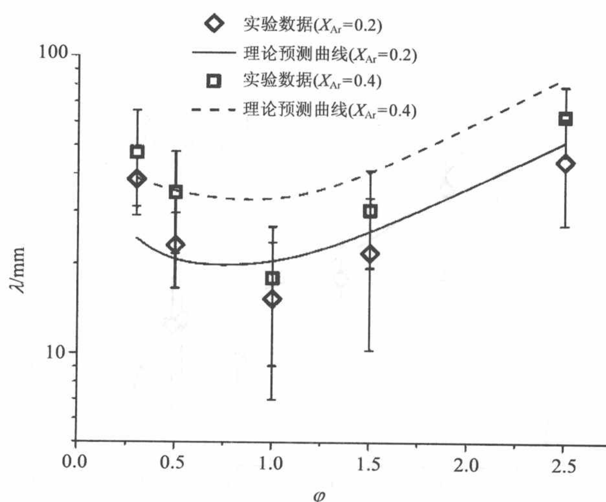


图 6.40 H_2-N_2O 在 20%和 40%氩气稀释时胞格尺寸预测曲线与实验值的对比(p_0 = 10kPa)

以上胞格的预测曲线与实验值的对比表明，胞格特征曲线$\lambda = f(\varphi, X_{Ar}, p)\Delta_I$关系式对 H_2-N_2O-Ar 混合气体在各初始条件下的胞格可以进行比较准确地预测。

参 考 文 献

[1] Strehlow R, Crooker A. The structure of marginal detonation waves. Acta Astronautica, 1974, 1: 303–315.

[2] Austin J M, Pintgen F, Shepherd J E. Lead shock oscillation and decoupling in propagating detonations. 43nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2005-1170, Reno, 2005.

[3] Eaton R, Zhang B, Bergthorson J M, et al. Measurement and chemical kinetic predictions of detonation cell size in methanol-oxygen mixtures. Shock Waves, 2012, 22(1): 1–7.

[4] Barthel H O. Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations. Phys Fluids, 1974, 17(8): 1547–1553.

[5] Denisov Y N, Troshin Y K. Structure of gaseous detonation in tubes. Sov Phys Tech Phys, 1960, 5(4): 419–431.

[6] Desbordes D. Aspects stationnaires et transitoires de la detonation dans les gaz: relation avec la structure cellulaire du front. Universite de Poitiers Ph.D thesis, 1990.

[7] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[8] Lee J H, Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1977, 28: 61–66.

[9] Laberge S, Atanasov M, Knystautas R, et al. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. Prog Astronaut Aero, 1993, 153: 381–396.

[10] Abid S, Dupre G, Paillard C. Oxidation of gaseous unsymmetrical dimethyl hydrazine at high temperatures and detonation of UDMH/O_2 mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1991, 153: 162–181.

[11] Pedley M D, Bishop C V, Benz F J, et al. Hydrazine vapor detonations. In Prog Astronaut Aeronaut, 1988, 114: 45–63.

[12] Manzhalei V I, Mitrofanov V V, Subbotin V A. Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures. Combust Explos Shock Waves (USSR), 1974, 10(1): 89–95.

[13] Desbordes D, Guerraud C, Hamada L, et al. Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular detonation systems. Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 347–359.

[14] Voitsekhovskii B V, Mitrofanov V V, Topchian M E. The structure of a detonation front in gases. Technical Report FTD-MT-64-527, Wright-Patterson AFB, 1966.

[15] Strehlow R A. Transverse waves in detonations: II. structure and spacing in H_2-O_2,C_2H_2-O_2,C_2H_4-O_2 and CH_4-O_2 systems. AIAA, 1969, 7(3): 492–496.

[16] Aminallah M, Brossard J, Vasiliev A. Cylindrical detonations in methane-oxygennitrogen mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 203–228.

[17] Stamps D W, Tieszen S R. The influence of initial pressure and temperature on hydrogenair-diluent detonations. Combust Flame, 1991, 83(3): 353–364.

[18] Guirao C M, Knystautas R, Lee J, et al. Hydrogen-air detonations. 19th Symp Int Combust Proc, 1982: 583–590.

[19] Tieszen S R, Sherman M P, Benedick W B, et al. Detonation cell size measurements in hydrogen-air-steam mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1986, 106: 205–219.

[20] Ciccarelli G, Ginsberg T, Boccio J, et al. Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures. Combust Flame, 1994, 99(2): 212–220.

[21] Benedick W B, Knystautas R, Lee J H S. Large-scale experiments on the transmission of fuel-air detonations from two-dimensional channels. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 546–555.

[22] Moen I O, Funk J W, Ward S A, et al. Detonation length scales for fuel-air explosives. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 55–79.

[23] Knystautas R, Guirao C, Lee J H, et al. Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions

of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 23–37.

[24] Bull D C, Elsworth J E, Shuff P J, et al. Detonation cell structures in fuel/air mixtures. Combust Flame, 1982, 45(1): 7–22.

[25] Strehlow R A, Liangminas R, Watson R H, et al. Transverse wave structure in detonations. 11th Symp Int Combust Proc, 1967: 683–692.

[26] Anderson T J, Dabora E K. Measurements of normal detonation wave structure using rayleigh imaging. 24th Symp Int Combust Proc, 1992: 1853–1860.

[27] Kumar R K. Detonation cell widths in hydrogen-oxygen-diluent mixtures. Combustion and Flame, 1990, 80(2): 157–169.

[28] Lee J, Radulescu M I. On the hydrodynamic thickness of cellular detonations. Combustion Explosion and Shock Waves, 2005, 41(6): 745–765.

[29] Lee J H S. The Detonation Phenomenon. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.

[30] Austin J. The Role of Instability in Gaseous Detonation. Pasadena: California Institute of Technology, 2003.

[31] Pintgen F, Austin J M, Shepherd J E. Detonation front structure: variety and characterization. Confined Detonations and Pulse Detonation Engines, 2002: 105–116.

[32] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonation: experiments in porous-walled tubes. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2003.

[33] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97-8, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1997.

[34] Ng H D. The effect of chemical reaction kinetics on the structure of gaseous detonations. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2005.

[35] Ng H D, Ju Y G, Lee J. Assessment of detonation hazards in high-pressure hydrogen storage from chemical sensitivity analysis. International Journal of Hydrogen Energy, 2007, 32(1): 93–99.

[36] Kee R J, Rupley F M, Miller J A. Chemkin-II: a Fortran chemical kinetics package for analysis of gas-phase chemical kinetics. USA: Sandia National Laboratories report. 1989.

[37] Varatharajan B, Williams F A. Chemical-kinetic descriptions of high-temperature ignition and detonation of acetylene-oxygen-diluent systems. Combust. Flame, 2001, 124: 624–645.

[38] Varatharajan B, Williams F A. Ethylene ignition and detonation chemistry, Part 1: detailed modeling and experimental comparison. J Propul Power, 2002, 18: 344–351.

[39] 张博, Lee J H S. 白春华. C_2H_4-O_2气体混合物直接起爆临界起爆能量研究. 爆炸与冲击, 2012, 32(2): 113–120.

[40] Makris A, Oh T J, Lee J H S. Critical diameter for the transmission of a detonation wave into a porous medium. 25th Symp Int Combust Proc, 1994: 65–71.

[41] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[42] Eaton R, Zhang B, Bergthorson J M, et al. Measurement and chemical kinetic predictions of detonation cell size in methanol-oxygen mixtures. Shock Waves, 2012, 22(2): 173–178.

[43] Konnov A A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion.Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. Release0.3, 1997. http:// homepages.vub.ac.be/~akonnov/.

[44] Zhang B, Ng H D, Mevel R, et al. Critical energy for direct initiation of spherical detonations in $H_2/N_2O/Ar$ mixtures. International Journal of Hydrogen Energy, 2011, 36(9): 5707–5716.

[45] Akbar R, Kaneshige M, Schultz E, et al. Detonations in H_2-N_2O-CH_4-NH_3-O_2-N_2 mixtures. GALCIT Technical Report, 1997.

第7章　爆轰临界直径

通过爆轰胞格的测量发现，如果可燃混合气体经高浓度氩气稀释并在较低的初始压力下，其爆轰胞格非常规则，因此爆轰胞格尺寸可用于代表爆轰的特征长度，也是判断可燃混合气体爆轰敏感性的最基本参数之一。然而对于绝大多数的可燃混合气体，爆轰胞格并不规则，甚至在一些混合气体中发现胞格的子结构(如H_2-N_2O)的现象，因此通过准确测定爆轰胞格，并借此作为判断各种混合气体的爆轰敏感度存在一定困难。

Lee[1, 2]的研究表明，混合气体爆轰敏感性除了通过测量胞格尺寸判断之外，还可由另一个长度尺寸来判断，即爆轰临界直径(或管径)。Lee[2]通过实验发现，在管道中传播的平面爆轰传播至自由空间，如果管道的直径大于某个临界值(即$d > d_C$)，则平面爆轰发展为球形爆轰；而如果$d < d_C$，则稀疏波导致反应区和前导冲击波解耦，并形成球形的爆燃波。因此，爆轰临界直径是指爆轰波可从管道中成功传播至无约束空间的最小管道直径。

研究爆轰临界管径除了为判断物质爆轰敏感性提供依据之外，另一个重要意义在于，通过测量各种物质在相同状态下的临界管径和胞格尺寸，得出两者之间的联系。1965年，Mitrofanov 和 Soloukhin[3]最早试图证明所有混合气体都适用的临界管径与胞格尺寸之间的普遍关系。Mitrofanov 和 Soloukhin[3]的研究最初是为了研究在圆管中的平面爆轰传播至自由场的衍射现象，并发现在圆管中临界管径与爆轰胞格之间的关系为d_C=13λ；在正方形的管道中，管道的宽度W_C与胞格尺寸之间的关系为W_C=10λ。由于 Mitrofanov 和 Soloukhin[3]得出的结论仅基于一种混合气体(即理论配比的乙炔氧气混合气体)，并且测试压力范围较小(p_0<13kPa)，所以得出的结论和其具有的意义并没有得到广泛的认同。

1979年，Edwards 等[4]重新研究了临界管径与胞格尺寸之间关系的问题，通过重复 Mitrofanov 和 Soloukhin 的实验，验证了 Mitrofanov 和 Soloukhin[3]所得出的d_C=13λ的结论，并提出该关系式应适用于其他可燃气体。Moen 等[5]通过对C_2H_4-O_2-N_2混合气体的实验也得出临界管径与胞格之间的关系为：d_C=13λ。Knystautas 等[6]进行了系统的实验，并对一系列的碳氢燃料(H_2、C_2H_2、C_2H_4、C_3H_6、C_2H_6、C_3H_8、CH_4和MAPP)的临界管径和胞格尺寸同时测量，通过测得的临界管径与胞格尺寸的对比，进一步验证d_C=13λ对于以上混合气体都适用。Guirao 等[7]和Moen 等[8]对燃料与空气的混合气体进行研究，得出混合气体当量比与临界管径的关系，并发现d_C=13λ与实验数据比较吻合。

随后，Carnasciali 等[9]发现，如果在可燃性混合气体中自由基浓度非常高，或者混合物用高浓度的氩气稀释，则 $d_C=13\lambda$ 关系式不再适用。例如，发现高浓度氩气稀释的混合气体，临界管径与胞格尺寸之间的比例系数为 30 或者更高。最近，张博等[10]和 Zhang 等[11]通过实验对氩气稀释和未稀释的混合气体进行研究，得出临界管径与胞格之间的比例系数。

本章建立测定爆轰临界管径的实验系统，通过实验对几种典型混合气体(C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-O_2、C_3H_8-O_2、C_2H_2-N_2O-X%Ar 和 C_2H_2-O_2-X%Ar)在不同初始压力下的临界管径进行测量，并引用相关文献中临界管径的数据，得出各种混合气体的临界管径的规律。基于实验数据，提出几种预测临界管径的模型，并与实验数据对比，验证模型的合理性。

7.1 爆轰临界管径的纹影分析

7.1.1 低临界和超临界管径爆轰时序图

爆轰波在由管道向自由场传播过程中，管道的直径如果小于临界值，则平面爆轰波传播至自由场后不能形成球形爆轰，而只能形成爆燃波。图 7.1 是爆轰波由管道向自由场传播，由于管道直径小于临界值，而最终不能形成球形爆轰的纹影图片。

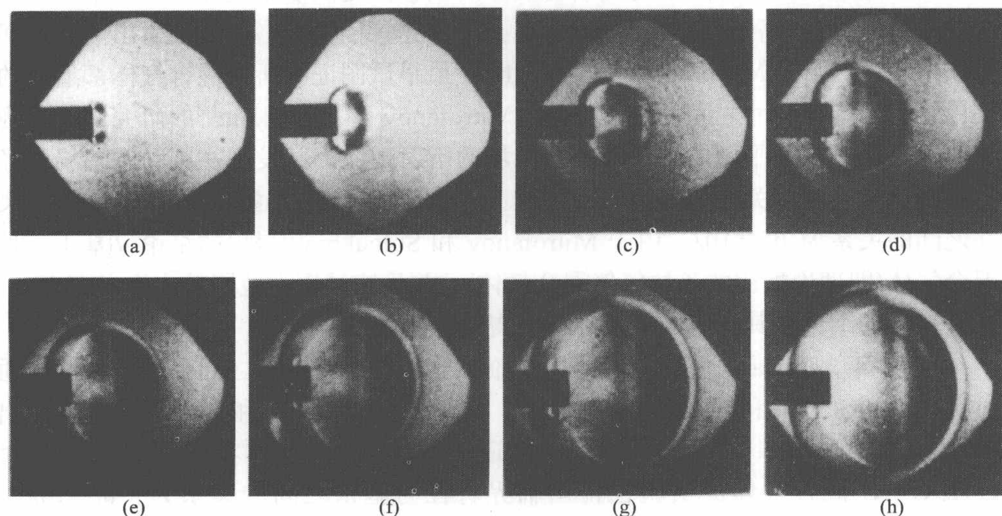


图 7.1 管道直径小于临界值时球形爆轰传播的时序图[12]

(a) t=0; (b) t=3μs; (c) t=6μs; (d) t=9μs; (e) t=12μs; (f) t=15μs; (g) t=18μs; (h) t=21μs

由图 7.1 的纹影图片可知，当管道的直径小于临界值，爆轰波由管道传入自由场，爆轰波的前导激波与其后的化学反应区开始解耦，爆轰波最终只能形成球

形爆燃波。

而当管道的直径大于临界值，如图7.2所示，可以观察到在球形爆轰的前半部分具有湍流胞格结构，并注意到在球形爆轰波的后半部分激波和反应波阵面解耦，这是由于在管道末端拐角处的稀疏波斜率较大，因此管道末端向自由场传播时，爆轰波被削弱。而接近管轴处的稀疏波斜率较小，因此爆轰波得以继续向前传播，最终接近管轴处的胞状球形爆轰前半部分向后传播并重新起爆已经熄灭的爆轰波，导致最后整个衍射球形爆轰波前发展为一个自持的胞状爆轰。

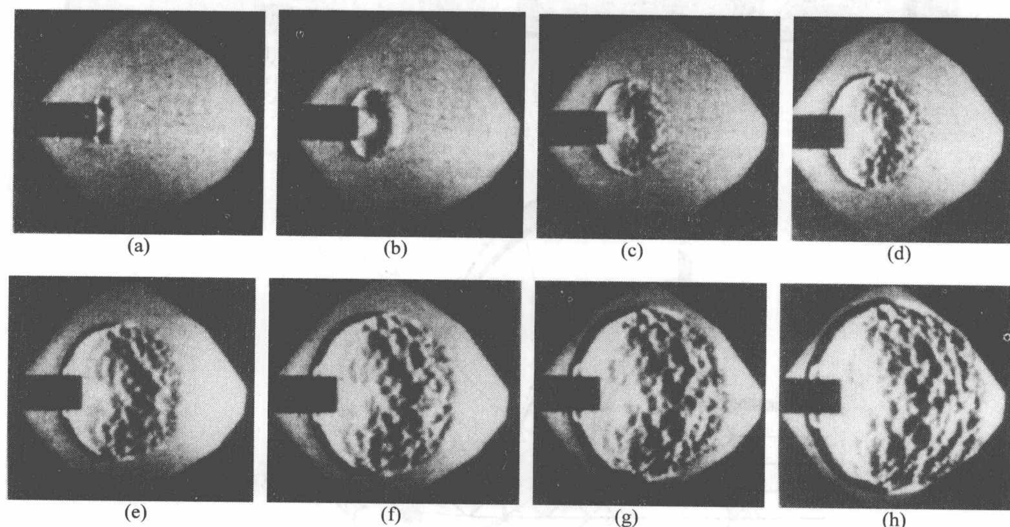


图 7.2 管道直径大于临界值时球形爆轰传播的时序图[12]

(a) t=0; (b) t=3μs; (c) t=6μs; (d) t=9μs; (e) t=12μs; (f) t=15μs; (g) t=18μs; (h) t=21μs

7.1.2 非稳定性和稳定性混合气体中爆轰临界管径

1. 非稳定性混合气体中爆轰临界管径

图7.3是稳定和非稳定性混合气体爆轰临界管径的现象。其中图7.3(a)中的混合气体为乙炔氧气混合气体；而图7.3(b)为高浓度氩气稀释的乙炔氧气混合气体。图7.3表明，对于非稳定和稳定性混合气体，爆轰临界管径的现象明显不同。对于非稳定性混合气体中的临界管径现象，爆轰的失效和重起爆的示意图如图7.4所示。

由于混合物的反应速率对温度非常敏感，所以沿着管轴传播的在中央稀疏波波头的温度扰动足以引起爆轰的熄灭，使得反应区和激波波前解耦。当稀疏波沿着管轴传播，扩散梯度消失。所以，假设在管壁附近存在一个流管(stream tube)，稀疏波和管道中心轴的夹角变大，流管面积迅速增加，而在靠近管轴的区域，稀疏波系的梯度和流管的扩散程度下降。

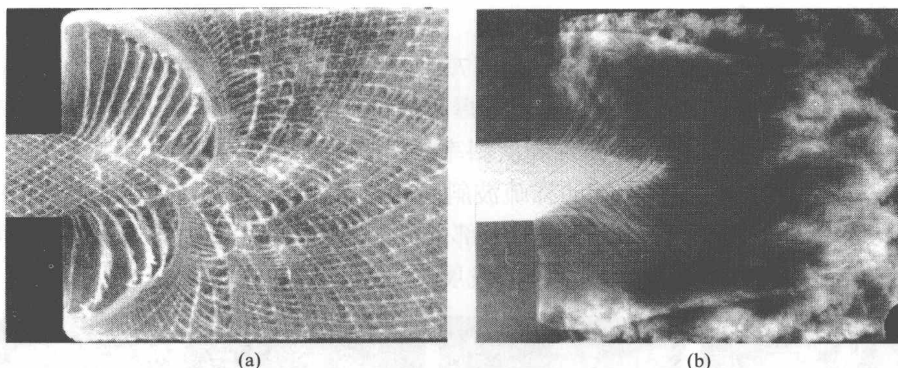


图 7.3 平面爆轰发展为柱面爆轰的临界状态[13]

(a) 非稳定性混合气体；(b) 稳定性混合气体

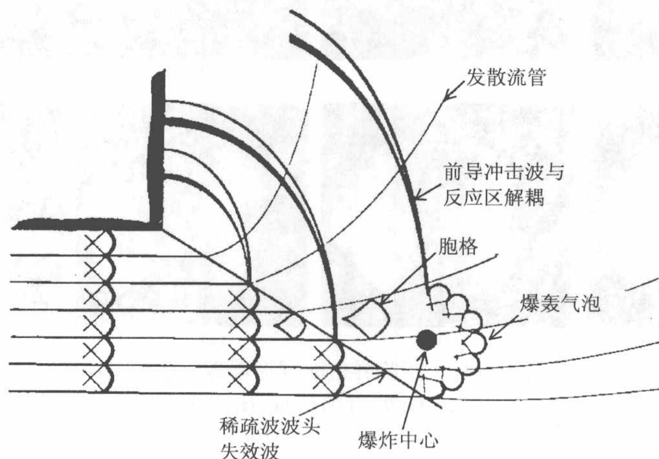


图 7.4 非稳定性混合气体在管道中失效和重起爆的示意图[14]

如果把流管视为爆轰传播管道，流管的截面积逐渐增大导致爆轰波的减弱和爆轰胞格结构的扩大。因此，由于截面积突扩，靠近拐角的流管处爆轰最容易熄灭。而靠近管轴处，发散面积的速率逐渐降低，截面积的扩散不足以引起爆轰的熄灭和使胞格结构扩大。如果胞格结构的扩大速率足够小，就会产生爆轰的不稳定性，并在大的胞格中产生小胞格，产生爆轰的重起爆。这个过程与发散自持球面爆轰相类似，因为爆轰波表面积随着扩散直径的增加而扩大，自持球面爆轰中新胞格的成长速率必须足够地快，从而使单位面积中胞格的数目保持稳定。当稀疏波向管轴传播时，在稀疏波波头处可以看到一些重起爆点，重起爆区域中存在横波结构，说明爆轰起爆一旦形成即为过驱爆轰。

图7.5 是柱面爆轰波在超临界状态的纹影图像。在远离管轴处，前导冲击波和反应区完全解耦，衍射爆轰失效。然而在靠近管轴的下游处，可见柱面爆轰重新起爆。

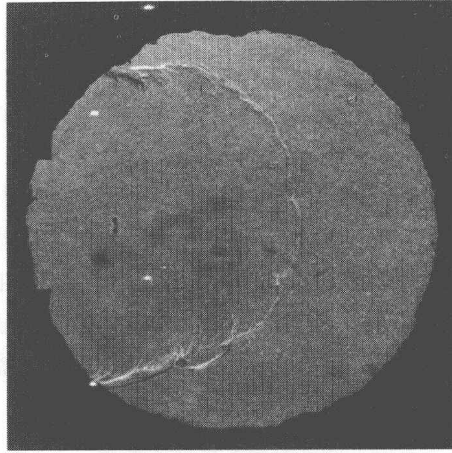


图 7.5　柱面爆轰波在超临界状态的纹影图[14]

当管径接近临界直径，稀疏波波头向管轴方向渗透，导致整个爆轰波阵面熄灭。然而，如果前导冲击波能量仍然足够高，在接近管轴线处，解耦的激波和反应区前的任何地点都可能形成局部爆炸中心。从爆炸中心处产生的过驱爆轰气泡扫过由冲击波-反应区-波阵面组成的界面，在稀疏波前重起爆并形成不对称的球面(或柱面)爆轰。图 7.6 是球面爆轰波在临界状态的纹影时序图，纹影图揭示了在临界状态时，爆轰气泡逐渐吞没已经耦合的冲击波-反应区-波阵面的界面，并使得爆轰重新起爆。

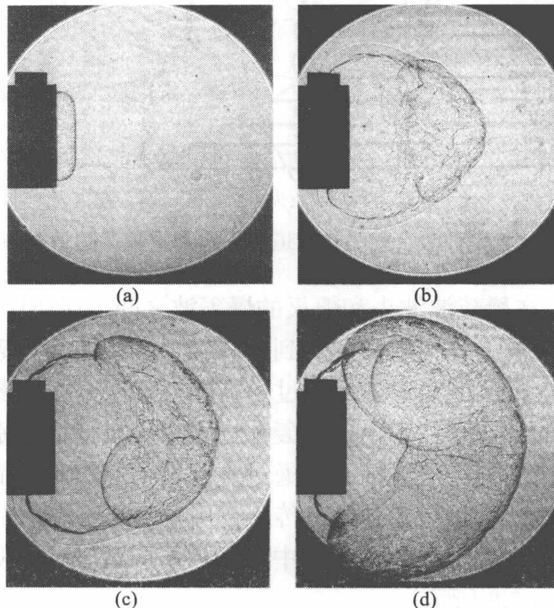


图 7.6　球面爆轰波在临界状态的纹影时序图[15]

2. 稳定性混合气体中爆轰临界管径

对于稳定性混合气体中的临界管径现象，爆轰的失效和重起爆的示意图如图 7.7 所示。在高浓度氩气稀释的混合气体中，爆轰稳定传播，并且反应速率对温度的敏感性较小，因此在稀疏波波头产生的小扰动不会使爆轰波突然熄灭，也不会使反应波阵面和前导冲击波完全解耦。然而，稀疏波导致爆轰传播速度的下降，使得在稀疏波波头之后出现弯曲的爆轰波阵面。爆轰波的曲率沿着稀疏波波头向后，是逐渐增加的过程。在某些情况下，由于扩散流管逐渐扩大导致爆轰曲率超过临界值，爆轰最终熄灭。对于稳定爆轰，爆轰的熄灭与稀疏波无关，这与非稳定爆轰恰好相反。

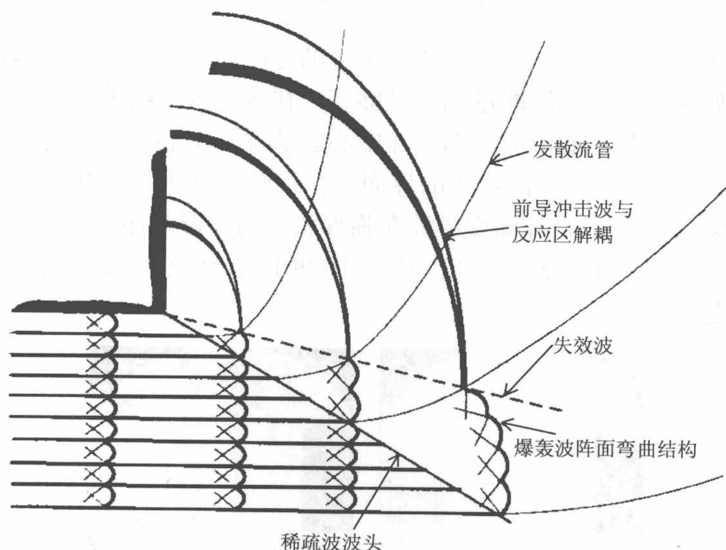


图 7.7 稳定性混合气体在管道中失效和重起爆的示意图[14]

由图 7.7 可见，在稀疏波波头和熄灭的爆轰波之间，存在比正常 CJ 爆轰间距还大的衰减曲面爆轰波。当稀疏波波头到达管轴，衰减曲面爆轰波由管轴向失效爆轰波过渡。衰减爆轰波的曲率如果超过了临界值，就会引起爆轰失效。

在超临界管径的状态下，不稳定爆轰和稳定爆轰有很大区别。对于不稳定爆轰，爆轰气泡吞没衍射冲击波波前并且通过重起爆引起爆轰；而对于稳定爆轰，衰减曲面爆轰波继续向管轴传播并最终传入自由场。曲面爆轰沿着管轴向前传播，由于爆轰射流的不稳定性，在传播过程中爆轰可能向管轴的某侧倾斜，所以不能保持其对称性，如图 7.8 所示。

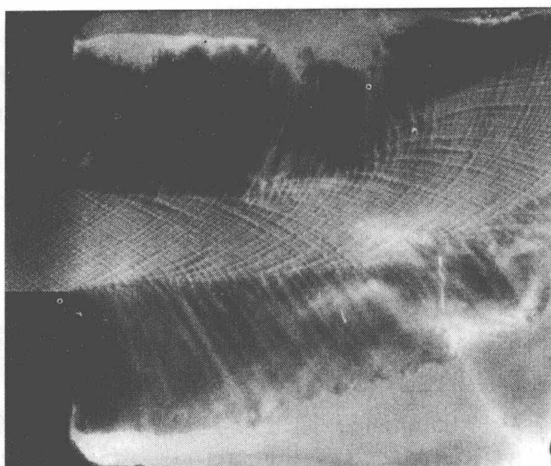


图 7.8　平面爆轰发展为柱面爆轰的超临界管径状态[13]

7.2　实验系统和方法

7.2.1　实验系统

混合气体爆轰临界管径的测定在图 7.9 所示装置中进行，装置由垂直的爆轰管与球形容器连接而组成。实验采用高压电火花起爆，管内靠近起爆端一侧是长度约 100mm 的螺旋凹槽，用于增加对爆炸波的扰动，以便形成爆轰。球形容器上方的管内安装有光学探针，容器底部为冲击波探针，两者分别测定爆炸波在各处

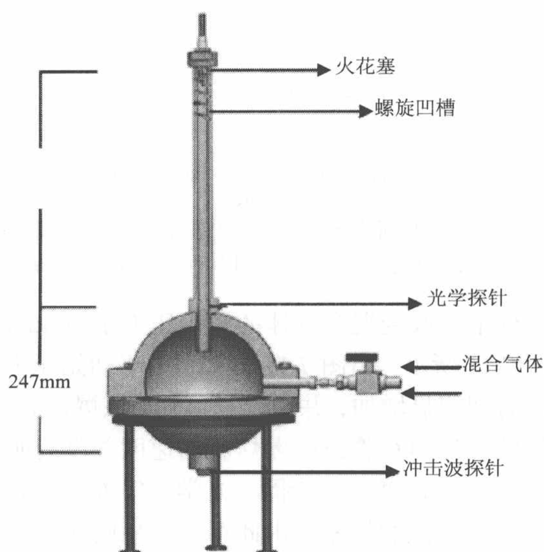


图 7.9　测量临界管径的实验装置

的到达时间，通过计算得出爆炸波的速度，根据速度的大小判断在管内和在球形容器中是否形成爆轰。在实验之前，通过真空泵把容器内的压力抽为真空(压力至少小于 100Pa)，然后打开球阀缓慢加入混合气体，并通过电子压力表控制进入容器的气体量。当管径确定时，通过改变初始压力的大小测定在该管径中成功形成球形爆轰的临界压力，并且通过使用不同直径的爆轰管来改变内径[10, 11]。

7.2.2 实验方法

实验中，在管道的内径确定的条件下，通过改变混合气体初始压力来确定在该直径的管道中形成爆轰的临界压力。图 7.10 是 C_2H_2-2.5O_2 混合气体在初始压力为 12kPa，管道内径为 19.05mm 时，通过光学探针和冲击波探针得到的爆炸波到达时间的轨迹图。由图 7.10 可知，爆炸波到达光学探针的时间为 201μs，因此爆炸波的速度为 2079.6m/s，约为 91%CJ 爆轰速度，因此认为爆炸波在管内传播至光学探针处已经发展为爆轰波；当爆轰波传播进入球形自由场中，并最终与容器底部的冲击波探针碰撞，到达的时间为 317μs，速度为 2129.3m/s，约为 94%CJ 爆轰速度。由此可见，在初始压力为 12kPa 时，管道直径大于爆轰直径的临界值，因此，平面爆轰由管道成功向自由场传播，并形成球形爆轰。

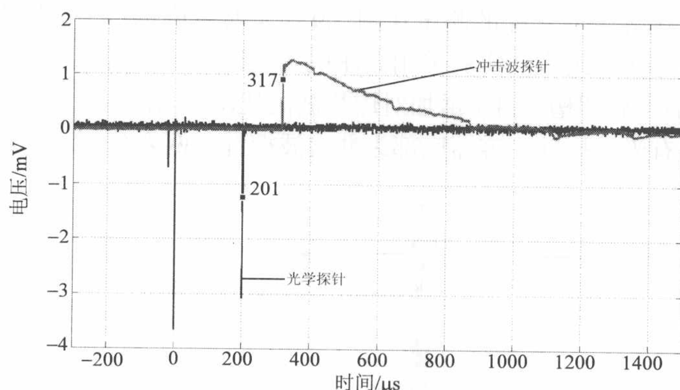


图 7.10 爆炸波到达光学探针和冲击波探针的时间轨迹
(C_2H_2-2.5O_2 混合气体，p_0=12kPa, d_C=19.05mm)

在相同的实验条件下，改变混合气体的初始压力至 11kPa，得到的爆炸波到达时间轨迹曲线如图 7.11 所示。由图 7.11 可知，由于初始压力减小，爆炸波从管道传播到容器底部的时间明显增加，并由计算可知，该爆炸波的速度为 23%CJ 爆轰速度，因此为爆燃波。然而在管道中爆炸波的速度并没有明显的减小，仍以约 90%CJ 爆轰速度传播，因此在爆炸波传播至光学探针处仍然是爆轰波。通过更低初始压力的实验也可发现相似的规律。由此可见，相同初始压力的混合气体在管道中传播，管道的内径对于爆轰波是否由平面爆轰发展为球形爆轰影响极大，但

是并不会明显改变爆轰波在管道中的传播状态，这是由于管道的长度已经足够使其完成爆燃转爆轰。对形成球形爆轰的临界压力附近重复进行试验，至少分别得到三次成功形成球形爆轰的压力值与不能形成球形爆轰的压力，最终确定各种物质在各管径中形成球形爆轰的临界压力值。

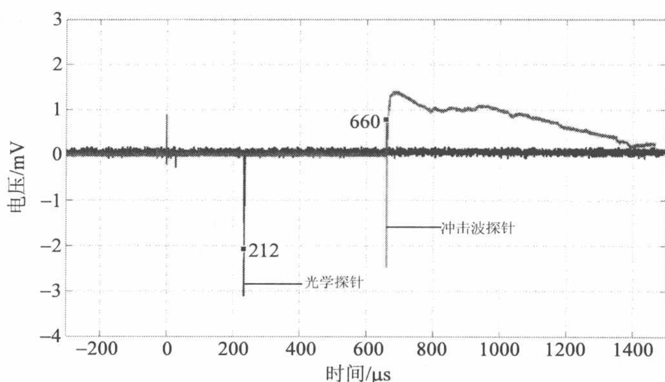


图 7.11　爆炸波到达光学探针和冲击波探针的时间轨迹

(C_2H_2-2.5O_2 混合气体，p_0=11kPa, d_C=19.05mm)

7.3　可燃混合气体的爆轰临界管径分析

7.3.1　初始压力和临界管径

图 7.12 是 8 种燃料与氧气(C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-3O_2、C_3H_8-5O_2、2H_2-O_2、C_2H_6-3.5O_2、C_3H_6-4.5O_2)在不同初始压力下的爆轰临界管径，数据分别来自于 Matsui 和 Lee[16]。

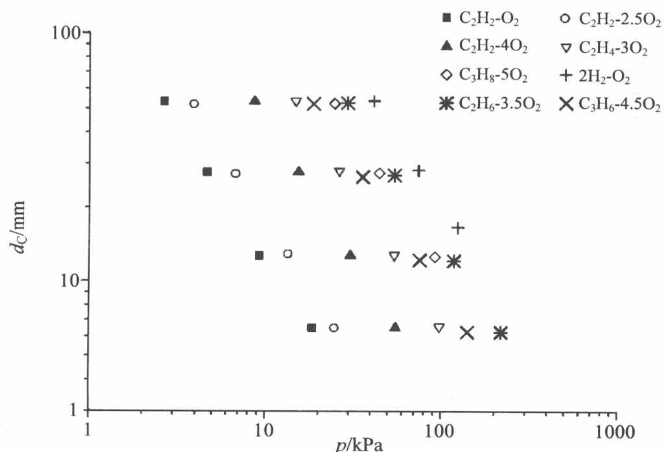


图 7.12　理论配比的燃料与氧气混合气体在不同直径管道中形成球形爆轰的初始压力

通过本章介绍的实验装置，对以上其中 5 种混合气体(C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-3O_2、C_3H_8-5O_2)在不同初始压力下的临界管径进行测定，并把实验数据与 Matsui 和 Lee[16]的数据的拟合曲线进行对比，如图 7.13 所示。通过对比表明两者基本吻合，因此也证明可通过建立的系统对其他混合气体的爆轰临界管径进行测量。图 7.14 是 Matsui 和 Lee[16]得出的乙炔与空气混合气体在不同压力下的临界管径。

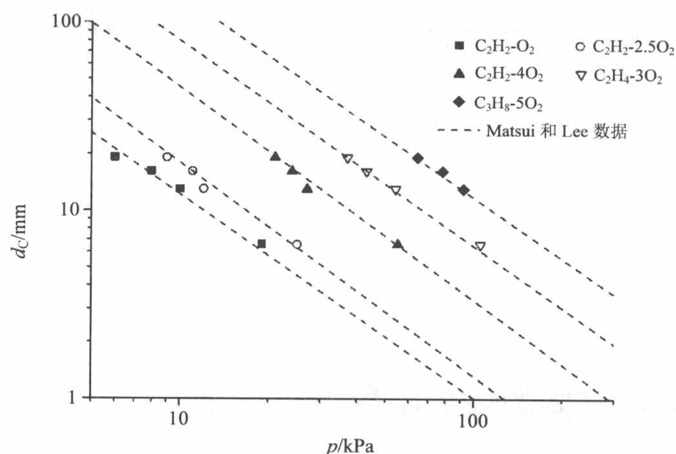


图 7.13　各混合气体临界管径的实验值与 Matsui 和 Lee 的数据对比

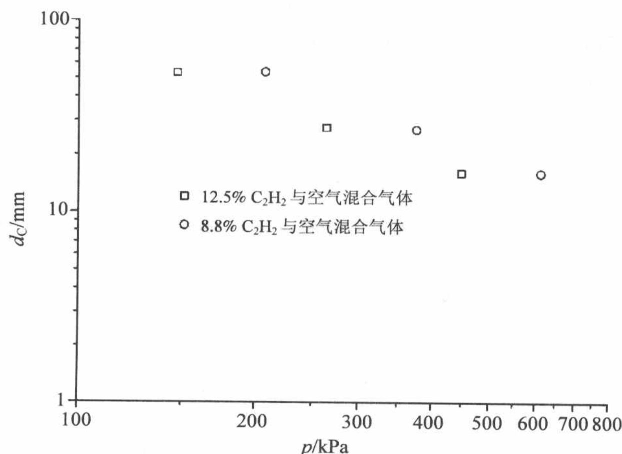


图 7.14　乙炔与空气混合气体不同压力下的临界管径

由以上图 7.12~图 7.14 中各混合气体不同压力下的爆轰临界管径的数据可知，初始压力与临界管径成反相关关系，也即初始压力越低，临界管径越大。

7.3.2 当量比与临界管径

图 7.15 是各种混合气体 C_2H_2-O_2、C_2H_4O-O_2、C_2H_4-O_2、C_3H_6-O_2、C_3H_8-O_2、H_2-O_2 和 CH_4-O_2 在不同当量比时临界管径,数据来自于 Matsui 和 Lee[16]。而图 7.16 是乙炔和空气混合气体在不同当量比时的临界管径，数据来自于 Matsui 和 Lee[16]。

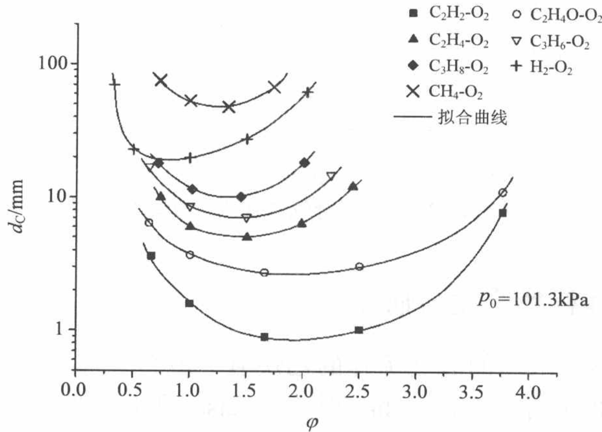


图 7.15 各种混合气体在不同当量比时的临界管径

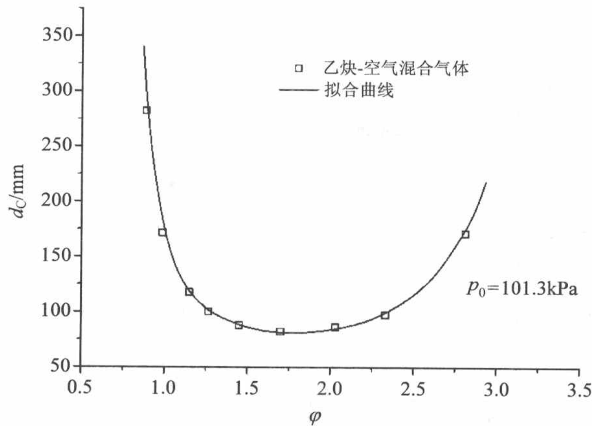


图 7.16 乙炔和空气混合气体在不同当量比时的临界管径

图 7.17 是 C_2H_2-N_2O 混合气体在当量比 $\varphi = 0.625$、1、1.5、2 和 2.5 时不同压力下的临界管径实验值。由于爆轰在 C_2H_2-N_2O 混合气体中传播极不稳定，通过爆轰胞格的测量发现存在胞格子结构，而通过爆轰临界管径的测量，发现对于同一直径的管道，可形成球形爆轰的临界压力出现一定范围的波动，并用误差线来表示。

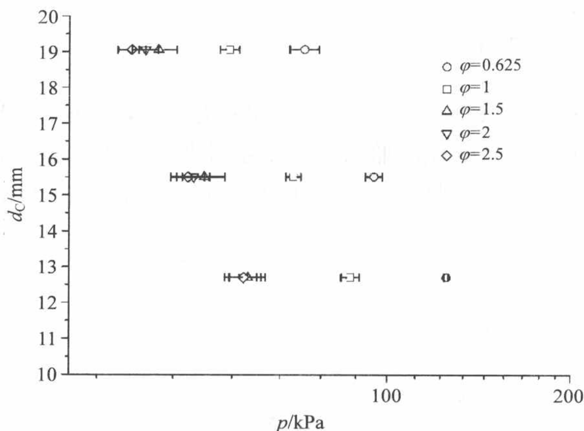


图 7.17　各组分的 C_2H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力时的临界管径

7.3.3　惰性气体稀释浓度与临界管径

图 7.18 为不同浓度的氮气稀释的乙炔氧气混合气体，初始条件为 $\varphi=1$，p_0=101.3kPa。数据来自于 Knystautas 等[17]、Matsui 和 Lee[16]以及 Zeldovich 等[18]。三组数据都位于同一趋势线上，吻合性较好。由图 7.18 可知，随着氮气稀释浓度的提高，在其他初始条件相同的状态下，爆轰临界管径也相应增加。

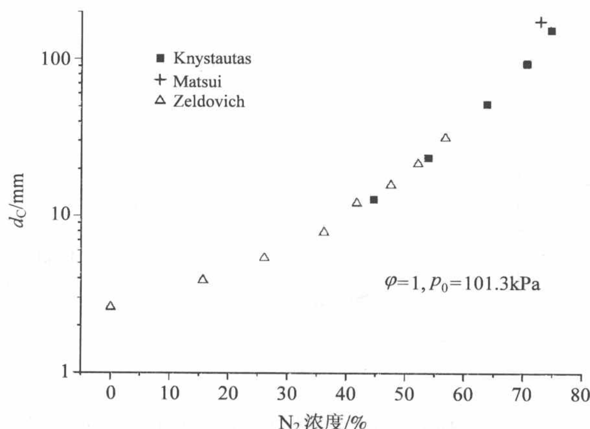


图 7.18　不同浓度的氮气稀释的 C_2H_2-O_2 混合气体的临界管径

图 7.19 和图 7.20 中混合气体都是理论配比的乙烯氧气并加入不同浓度的氮气，图 7.19 中保持初始压力一定，即 p_0=101.3kPa，再测量氮气稀释浓度与临界管径之间的关系；图 7.20 是对于同一种气体，分别测定在不同压力下的临界管径。

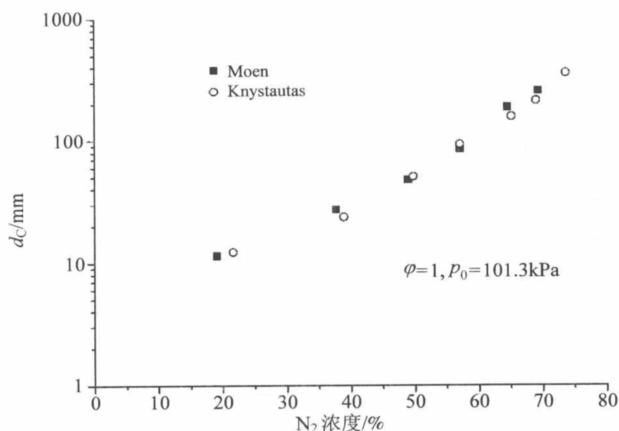


图 7.19 不同浓度的氮气稀释的 C_2H_4-O_2 混合气体的临界管径

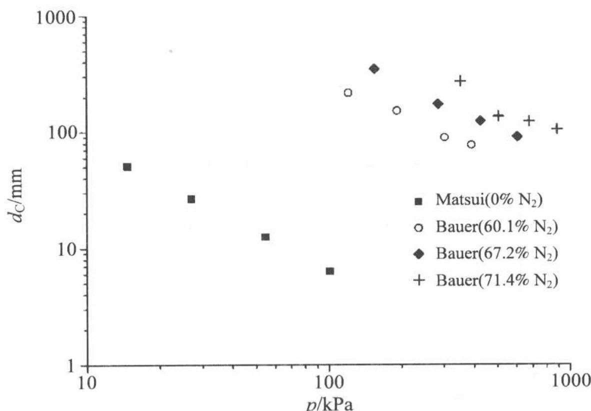


图 7.20 不同浓度的氮气稀释的 C_2H_4-O_2 混合气体不同压力下的临界管径

通过图 7.19 和图 7.20 中的数据，也可发现和乙炔氧气混合气体相类似的规律，即随着氮气稀释浓度的提高，临界管径也相应增加。

图 7.21 是乙烷、丙烷和丙烯分别与氧气的混合气体加入不同浓度的氮气后的临界管径。在相同的氮气稀释状态下，丙烷的临界管径介于乙烷和丙烯之间，其中丙烯最小。

在已发表的文献中，仅能查询到氮气稀释的某些混合气体的临界管径数据。最近，张博等[10]和 Zhang 等[11]的研究采用氩气作为稀释气体，并测定了物质在不同状态下的临界管径。

图 7.22 和图 7.23 分别是不同浓度的氩气稀释后的 C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-5N_2O 在不同压力下的临界管径。实验结果表明，随着氩气稀释浓度的提高，临界管径也相应增加，这现象与用氮气稀释比较相似。图 7.23 中，对于 50%氩气稀释的 C_2H_2-5N_2O 混合气体，实验结果与 Lee 等[19]的结果比较吻合。

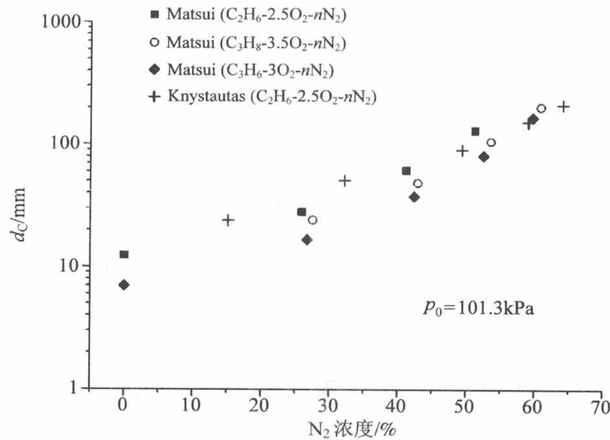


图 7.21 C_2H_6、C_3H_8、C_3H_6分别与氧气的混合气体在不同浓度氮气稀释后的临界管径

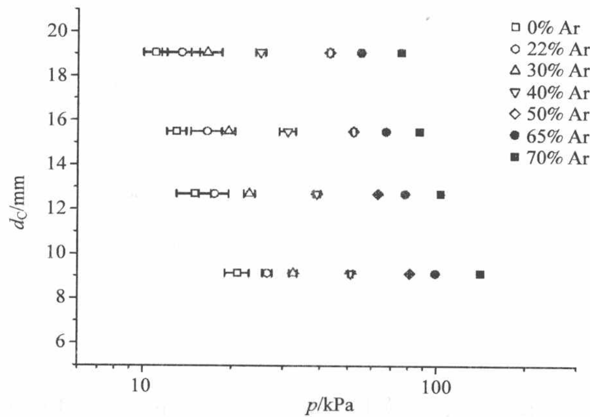


图 7.22 C_2H_2-2.5O_2-X%Ar 混合气体在不同初始压力下的临界管径

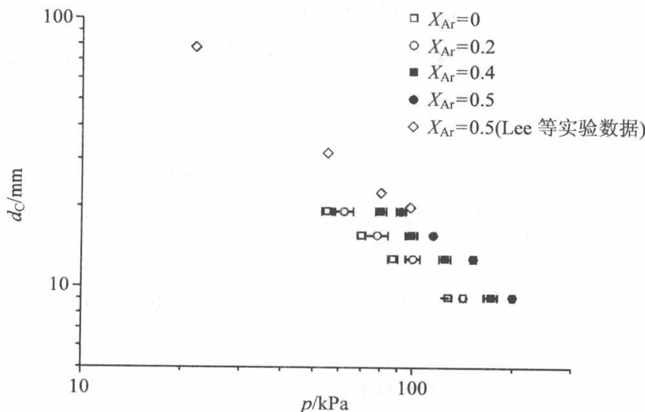


图 7.23 C_2H_2-5N_2O-X%Ar 混合气体在不同初始压力下的临界管径

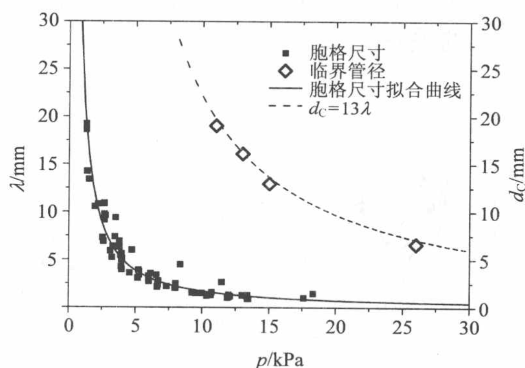
7.4　临界管径与胞格尺寸的联系

7.4.1　燃料与氧气和空气混合气体

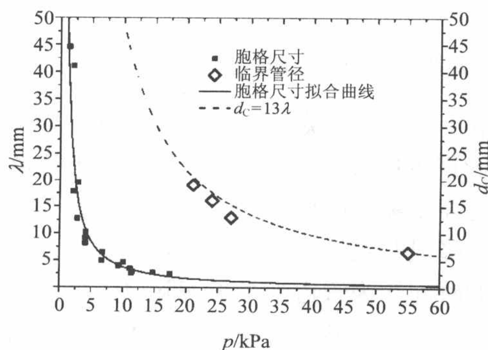
Mitrofanov 和 Soloukhin[3]及 Edwards 等[20]通过对可燃气体与空气或氧气混合气体的爆轰临界管径的测量，并与胞格尺寸对比得出两者的比例系数约为 13；Carnasciali 等[9]发现对于高浓度惰性气体稀释后的混合气体，比例系数也相应提高。

在实验中，管道的内径确定的条件下，通过改变混合气体初始压力，确定在该直径的管道中形成球形爆轰的临界压力。各种混合气体在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸的实验值通过爆轰数据库[21]和文献[22]查询得出。

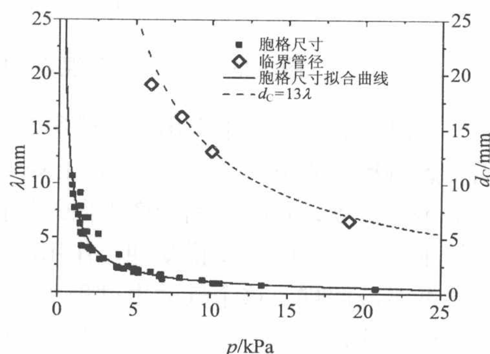
通过实验测定混合气体 C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_2-O_2、C_2H_4-3O_2、C_3H_8-5O_2 在各初始压力下临界管径，并与该状态下胞格尺寸对比，如图 7.24 所示。通过对比表明，临界管径与胞格尺寸的关系为 $d_C = 13\lambda$。



(a)



(b)



(c)

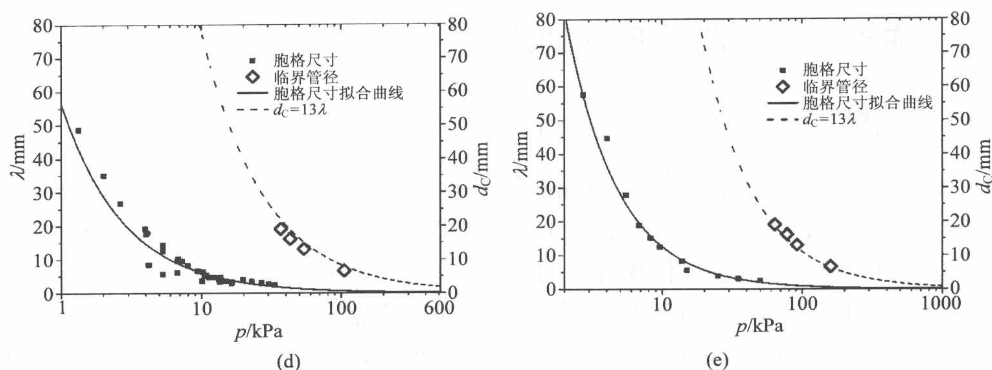


图 7.24 C_2H_2-2.5O_2(a)、C_2H_2-4O_2(b)、C_2H_2-O_2(c)、C_2H_4-3O_2(d)和 C_3H_8-5O_2(e)在各初始压力下的临界管径与胞格尺寸

Guirao 等[7]和 Moen 等[8]测量了燃料与空气混合气体的临界管径，并与对应混合气体的胞格尺寸相对比，得出的结果如图 7.25 所示，其中的当量比指的是燃料与空气中氧气的组分比。通过图 7.25 可知，燃料空气混合气体的临界管径与胞格尺寸也基本符合 $d_C=13\lambda$ 的关系。

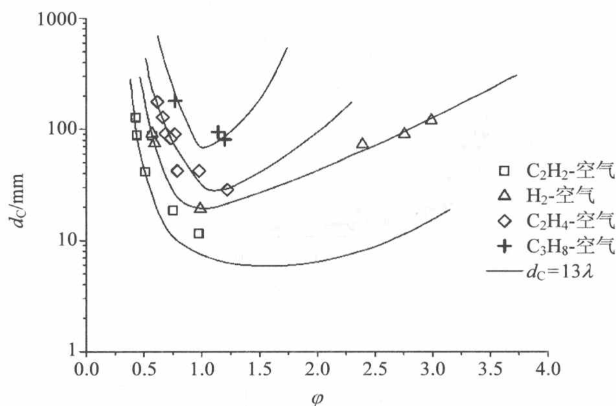


图 7.25 燃料与空气混合气体临界管径与胞格尺寸对比图

由以上的实验结果得出临界管径与胞格尺寸之间的关系为 $d_C=13\lambda$，该关系适用于燃料氧气或空气的混合气体。Lee[2]对此现象进行了理论解释：当爆轰由管道传播至自由场，管壁周围会产生向外扩散的高压爆轰产物，由此形成稀疏波并沿着管轴传播。稀疏波使得受冲击作用的气体降温并延长诱导时间，导致反应区与前导冲击波解耦。这个气动力过程所需要的时间约为管道半径长度除以爆轰产物气体的声速，即 $t_0=R_0/C_1$。假设爆轰波的有效厚度(即由前导冲击波到平衡 CJ 面的距离)为 Δ_H，如果避免爆轰熄灭，在稀疏波到达管轴之前，爆轰传播的距离必须至少为 $2\Delta_H$。因此，在管轴附近至少存在一个不受气动力熄灭效应影响的爆轰中

心，这个爆轰中心作为随后发展为球面爆轰的核心。爆轰在传播至轴向距离 $2\Delta_H$ 处所需要的时间为 $t_D=2\Delta_H/D$，其中 D 为 CJ 爆轰速度。如果两个特征时间相等，即 $t_0=t_D$，可得 $R_0=2C_1\Delta_H/D$。对于绝大多数的可燃混合气体，爆轰速度约为爆轰产物声速的 2 倍，即 $D\approx 2C_1$，因此可得到的关系为 $R_0\approx\Delta_H$，或者 $d_C\approx 2\Delta_H$。

Edwards 等[20]通过测量氢氧和乙炔氧气混合气体的横波压力振动，得出的结论为：爆轰的有效厚度(或者称为气动力厚度)为胞格长度的 2.5~4 倍，或者为爆轰宽度的 5~8 倍。根据该结论取平均值为$\Delta_H\approx 6.5\lambda$。由于 $t_0/t_D=1$，得出 $d_C\approx 2\Delta_H\approx 13\lambda$，由此可解释以上通过实验得出的临界管径与胞格之间的关系。

7.4.2 氩气稀释的混合气体

而对于理论配比的乙炔和氧气用不同浓度(0%、22%、50%、65%和 70%)氩气稀释后的混合气体，临界管径与胞格尺寸的关系如图 7.26 所示。乙炔和氧气混合气体、乙炔氧气加入体积分数为 22%氩气的混合气体，临界管径与胞格尺寸仍为 $d_C=13\lambda$，但随着氩气稀释浓度提高至 50%时，临界管径与爆轰胞格之间的比例系数也升高至 21；而 65%氩气稀释时，$d_C=25\lambda$；70%氩气稀释时，$d_C=29\lambda$。

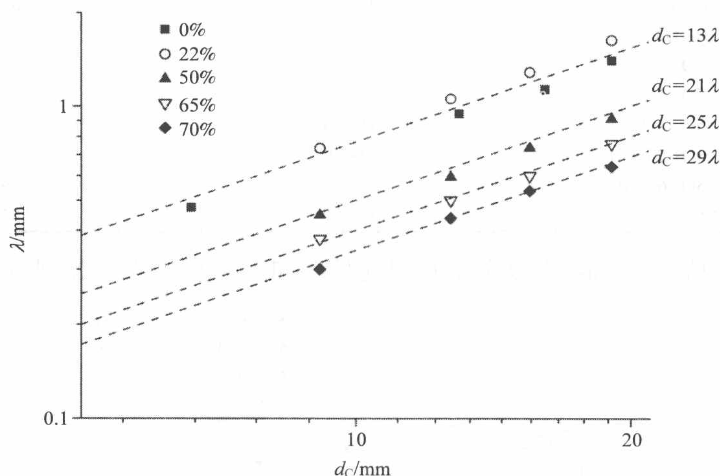


图 7.26 C_2H_2-2.5O_2-X%Ar 混合气体爆轰临界管径与胞格尺寸的关系图[23]

一般情况下，$d_C = 13\lambda$只适用于不稳定气体(如燃料与氧气或空气混合气体)，而对于高浓度稀释后的稳定气体，$d_C = 13\lambda$就会失效，因此不稳定性气体和稳定性气体(如高浓度氩气稀释)，两者的爆轰直径的大小和爆轰的传播机理截然不同：在不稳定气体中，爆轰在其中传播极不稳定，并且在传播过程中产生局部爆炸中心进行重新起爆，而 $d_C = 13\lambda$在稳定性气体中失效是因为在该气体中，不稳定性在爆轰波的形成和传播过程中起的作用很小，故爆轰能稳定传播，爆轰波波前变

得非常规则，爆轰波具有 ZND 结构，当不断衰减的爆轰波曲率超过可以自持传播的临界值时，爆轰波就会不断衰减并最终转化为爆燃波。

7.5　爆轰临界管径的预测

到目前为止，还没有可定量预测爆轰临界管径的定量理论，但依据已有的实验数据，通过拟合法和参数规律等方法可对在一定区域的临界管径进行预测。

7.5.1　拟合法

根据已有的实验数据，各种混合气体在不同初始压力下的临界管径拟合曲线如表 7.1 所示。

表 7.1　爆轰临界管径与初始压力的拟合关系 $d_C[\mathrm{mm}]=n\,(p_0[\mathrm{kPa}])^{-\alpha}$

混合气体	n	α
C_2H_2-O_2	146.84	1.082
C_2H_2-2.5O_2	285.33	1.136
C_2H_2-4O_2	608.12	1.131
C_2H_4-3O_2	972.88	1.089
C_3H_8-5O_2	1620.77	1.072
C_2H_2-2.5O_2-22%Ar	309.50	1.083
C_2H_2-2.5O_2-30%Ar	384.94	1.079
C_2H_2-2.5O_2-40%Ar	513.86	1.020
C_2H_2-2.5O_2-50%Ar	1482.9	1.155
C_2H_2-2.5O_2-65%Ar	3019.3	1.259
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar	2710.7	1.153

表 7.1 中的拟合曲线与实验数据对比情况如图 7.27 和图 7.28 所示。

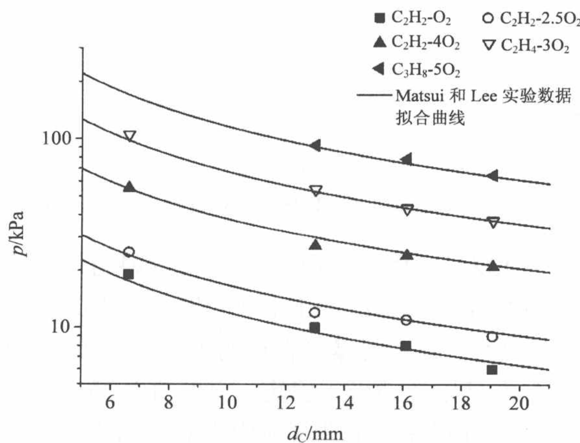


图 7.27　氩气未稀释的各种混合气体在不同直径管道中形成球形爆轰的初始压力

图 7.27 为通过实验测定的在特定管径下形成球形爆轰的压力值，实线为实验数据的拟合曲线。对于氩气稀释的物质(如 C_2H_2-2.5O_2-X%Ar 混合气体)，通过本文的实验测定，得出氩气稀释的混合气体在不同直径的管道中可形成球形爆轰的初始压力，并与拟合曲线对比，如图 7.28 所示。通过两组数据的对比表明，实验值与拟合曲线基本吻合。

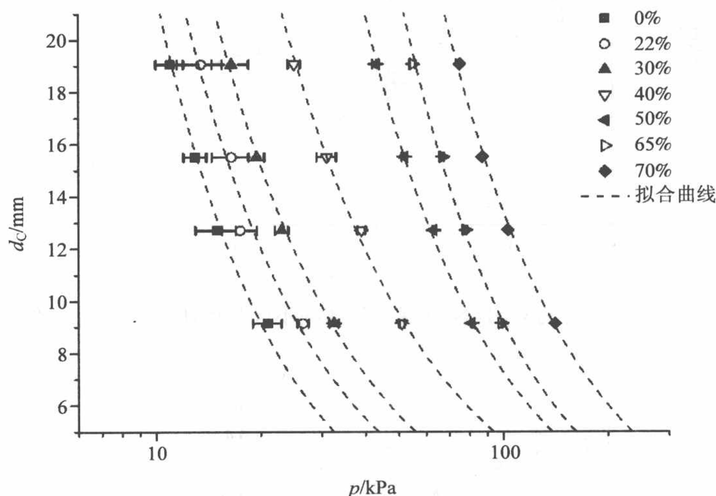


图 7.28 C_2H_2-2.5O_2-X%Ar 混合气体在各压力下形成球形爆轰的管道直径

7.5.2 特征参数法

由于爆轰波阵面以化学反应区长度为特征，临界管径的大小决定在管道中传播的爆轰波是否可通过衍射向自由场传播。因此，从无量纲角度推测，化学反应区长度与临界管径应该具有联系，并得出两者的参数关系为 $d_C=A\cdot\Delta_I$。其中，ZND 爆轰结构中的诱导区长度可计算得出，A 是关于化学当量比(φ)、氩气稀释浓度(X_{Ar})和初始压力(p_1/p_0)的综合参数。以 C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体为例，通过与临界管径的实验值对比，得出 A 的表达式为

$$A=594.8\varphi^{0.623}(1-X_{Ar})^{0.2176}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{-0.0246} \tag{7.1}$$

图 7.29 是 C_2H_2-N_2O 混合气体在当量比 φ =0.625、1、1.5、2 和 2.5 时不同压力下的临界管径实验值和预测曲线。当 C_2H_2-N_2O 混合气体加入不同浓度的氩气稀释时，在各初始压力下的临界管径及其预测曲线如图 7.30 所示。

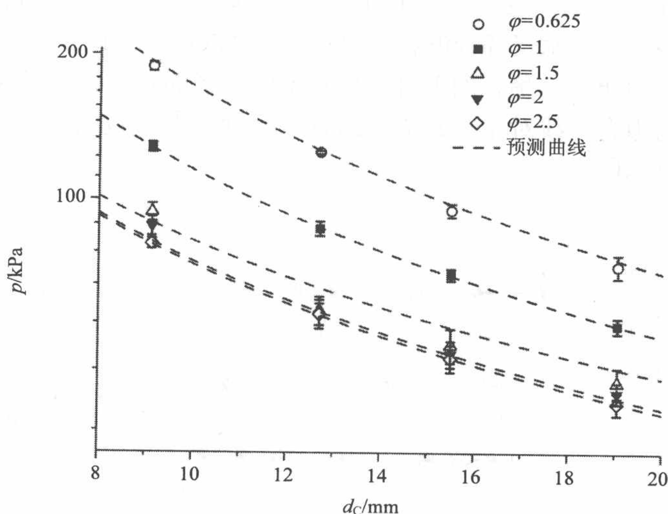


图 7.29　各组分的 C_2H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力时的临界管径

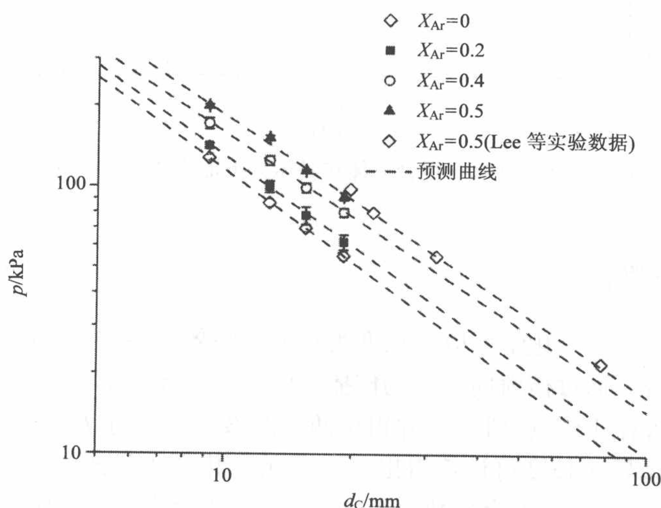


图 7.30　理论配比的 C_2H_2-N_2O-$X\%$Ar 混合气体在不同初始压力时的临界管径[23]

通过图 7.29 和图 7.30 中 C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体临界管径的实验值与预测曲线的对比，两者基本吻合，并且决定系数 R^2 为 0.909，最大误差为 10.67%。因此，通过 $d_C = 594.8\varphi^{0.623}(1 - X_{Ar})^{0.2176}(p_1/p_0)^{-0.0246}\Delta_I$ 对临界管径的预测比较合理。

参考文献

[1] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[2] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16:

311–336.

[3] Mitrofanov V V, Soloukhin R I. The diffraction of multi-front detonation waves. Sov Phy Dokl, 1965, 9(12): 1055.

[4] Edwards H, Thomas G O, Nettleton M A. The diffraction of planar detonation waves at an abrupt area change. Fluid Mech, 1979, 95: 79–96.

[5] Moen I O, Donato M, Knystautas R, et al. The influence of confinement on the propagation of detonations near the detonability limit. 18th Symp Int Combust Proc, 1981: 1615–1622.

[6] Knystautas R,Guirao C, Lee J H, et al. Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits. Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 23–37

[7] Guirao C M, Knystautas R, Lee J H, et al. Hydrogen-air detonations. 19th Symp Int Combust Proc, 1982: 583–590.

[8] Moen I O, Thibault P, Funk J, et al. Detonation length scales for fuel-air explosives. Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 55–79.

[9] Carnasciali F, Lee J H S, Knystautas R, et al. Turbulent jet initiation of detonation. Combustion and Flame, 1991, 84(1-2): 170–180.

[10] 张博，白春华，Lee J H S. C_2H_2-2.5O_2-Ar 混合气体临界管径和爆轰胞格及临界起爆能量的实验研究. 北京理工大学学报, 2012, 32(3): 226–230.

[11] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Direct measurement and relationship between critical tube diameter and critical energy for direct detonation initiation. Irvine, US: 23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2011.

[12] Soloukhin R. Multiheaded structure of gaseous detonation. Combustion and Flame, 1965, 9: 51–58.

[13] Vasilev A A, Grigorev V V. Critical conditions for gas detonation in sharply expanding channels. Combust Explos Shock Waves, 1980, 16(6): 579–585.

[14] Lee J H S. On the critical tube diameter problem. Dynamics of Exothermicity, 1995: 321–335.

[15] Schultz E, Shepherd J. Detonation diffraction through a mixture gradient. Explosion Dynamics Laboratory Report, 2000.

[16] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[17] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[18] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[19] Lee J H S, Soloukhin R I, Oppenheim A K. Current views on gaseous detonation.Acta Astronaut, 1969, 14: 564–584.

[20] Edwards D H, Hooper G, Morgan J M. An experimental investigation of the direct initiation of spherical detonations. Acta Astronautica, 1976, 3(1-2): 117–130.

[21] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97-8, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1997.

[22] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonation: experiments in porous-walled tubes. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2003.

[23] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. The critical tube diameter and critical energy for direct initiation of detonation in C_2H_2/N_2O/Ar mixtures. Combustion and Flame, 2012, Accepted.

第三篇　直接起爆引起爆轰

第 8 章　高电压点火有效能量的测量及其特性

高压电火花作为点火源被广泛地运用于研究爆轰机理的实验中[1-4]，由于其在瞬间产生强爆炸波，可被视为理想的瞬间点爆炸源，因而可作为直接起爆引起爆轰的一种起爆源[5]，但电火花产生的爆炸波所具有的特性还没有被系统地研究。另外，可通过对电流输出信号得出电火花放电能量，然而电容中储存的总能量 $1/2CV^2$ 是否全部作用于电火花放电？且电火花放电能量是否完全作用于直接起爆？这些问题对于研究直接起爆非常重要，但是到目前为止还没有很好地解决。

早期对于电火花放电作为起爆源的研究发现，储存于电容中的总能量 $E_T = 1/2CV^2$ 可作为直接起爆的点火能量，然而由于在放电过程中存在能量损失和欧姆损耗，所以该方法得出的临界能量误差较大。Knystautas 和 Lee[6]通过研究发现真正沉积于混合气体中的能量为电流函数的平方与电火花电阻乘积的积分，即 $\int_0^\infty i^2 R_s \mathrm{d}t$，但通过实验同时发现爆轰形成的时间“$t_e$”小于电火花整个放电时间，约为放电的 1/4 周期，在“t_e”后的放电能量对于直接起爆并没有显著影响，且通过理论分析得出作用于直接起爆的有效能量约为电流最初的 1/4 周期放电能量，但缺少必要的实验数据支持。

本章首先分别建立高电压点火系统和爆炸波测量装置，确定电火花放电能量的计算方法，测定在空气中高压电火花产生爆炸波的参数(点火能量、超压及其到达时间)，通过改变点火能量和测试距离，得到电火花产生的爆炸波的变化趋势和传播规律特性，并研究爆炸波各参数的标度比例。其次，把 1/4 周期放电能量与点爆炸的数值模拟结果进行对比，验证 Lee 关于 1/4 周期放电能量是引起直接起爆的有效起爆能量的论断。再次，对高压电点火各能量分布进行研究，从而为使用高压电火花作为起爆源的直接起爆的研究中计算其有效点火能量提供依据。最后，通过实验得到 C_2H_2-$2.5O_2$ 加入体积分数为 70%和 0%氩气混合气体在不同初始压力下引起球形爆轰的点火能量，进一步验证电流最初的 1/4 周期放电能量是引起直接起爆的有效能量的结论。

8.1　实验装置和测试方法

8.1.1　高电压点火系统

图 8.1 为点火系统示意图，主要包括高压电源(最高可达 30kV)、电容、间隙

开关、触发开关(TM-11A)、电流转化系统和电火花点火装置。电路中的电流信号通过电流转化器转化为示波器中的电压信号，并通过对信号的分析得出电火花放电能量。在电极的末端是间隙为 3.5mm 的火花塞，电路触发后通过火花塞产生放电能量，放电能量的大小通过控制放电电压的高低和改变电容大小来实现，点火系统简化如图 8.2 所示的 *R-L-C* 电路。

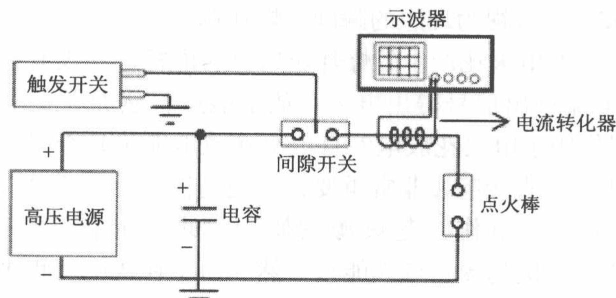


图 8.1　点火系统示意图

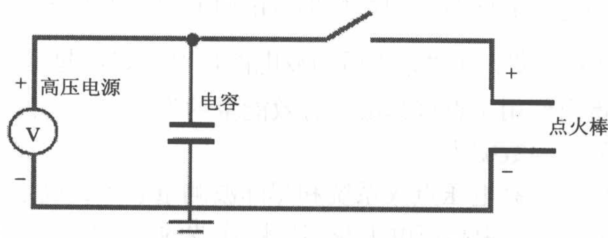


图 8.2　点火系统等效 *R-L-C* 电路示意图

8.1.2　电火花放电能量的计算

Knystautas 和 Lee[6]研究表明如果采用电容中储存的总电能($E_{\mathrm{T}}=1/2CV^2$)作为直接起爆点火能量，与真实的临界能量有数量级的差异，并提出点火能量为 $\int_0^\infty i^2R_{\mathrm{s}}\mathrm{d}t$ ，也即电流的平方[$i^2(t)$]与电火花电阻积的积分，而对于衰减的震荡放电电流，电流表达式为

$$i(t)=A\mathrm{e}^{-\alpha\cdot t}\sin(\omega t) \tag{8.1}$$

式中，衰减系数 $\alpha=R_{\mathrm{total}}/2L_{\mathrm{total}}$；放电频率 $\omega=\sqrt{1/(LC)_{\mathrm{total}}-(R/2L)_{\mathrm{total}}^{\ \ 2}}=\omega_n\sqrt{1-\zeta^2}$ ；ω_n 为非衰减放电电流的自然频率；ζ 为阻尼系数，$\zeta=(R/2)\sqrt{C/L}$ 。电路总电

阻($R_{\text{total}} = R_{\text{circuit}} + R_{\text{s}}$)是电路元件的电阻(R_{circuit})与电火花电阻(R_{s})之和。为计算作用于混合气体的真实起爆能量，Kamenskihs 等[7]和 Zhang 等[8-10]对示波器中得到的信号进行分析，具体步骤为：

(1) 利用 Matlab 将示波器中的电压信号还原为电流信号，并利用 ω 和 ζ 计算出电流的自然频率 ω_n；

(2) 电路中电感大小为：$L_{\text{total}} = 1/\omega_n^{\ 2} C_{\text{total}}$；

(3) 电路的总电阻为：$R_{\text{total}} = 2L_{\text{total}}\alpha$；

(4) 由于 $R_{\text{total}} = R_{\text{circuit}} + R_{\text{s}}$，所以当短路时 $R_{\text{s}} \approx 0$，也即 $R_{\text{total}} = R_{\text{circuit}}$，开路时 $R_{\text{total}} = R_{\text{circuit}} + R_{\text{s}}$，可确定电火花电阻 R_{s}，短路和开路时的放电电流信号如图 8.3 所示；

(5) 利用公式 $E_S = \int_0^{\infty} i^2 R_{\text{s}} \mathrm{d}t$ 的积分计算得出电火花放电能量。

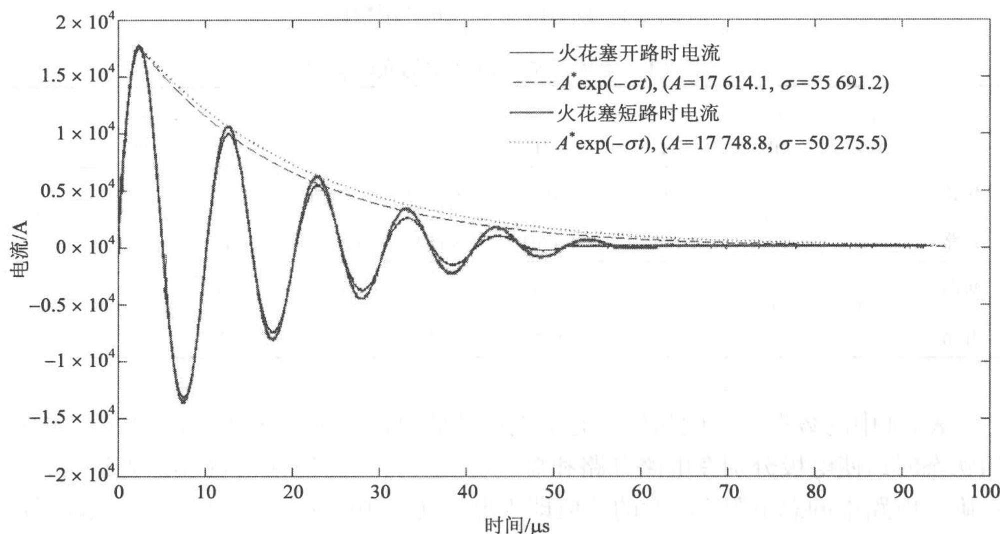


图 8.3　火花塞短路和开路时放电电流信号(p_0=100kPa，V_0=16kV，C_{total}=2μF)

Knystautas 和 Lee[6]研究同时证明，由于起爆过程的时间非常短，仅有放电时间的 1/4 周期，所以在放电过程中，只有初始 1/4 周期的放电能量才能真正作用于起爆过程(图8.4)，这是由于在该时间以后起爆已经完成，故之后的放电能量对于起爆过程没有影响。简言之，在理论上只有起爆能量的初始 1/4 周期才真正并完全用于直接起爆，因此直接起爆的能量为 $E_0 = \int_0^{T/4} i^2 R_{\text{s}} \mathrm{d}t$。利用以上方法所得到的放电能量以及放电过程中的参数如表 8.1 所示。

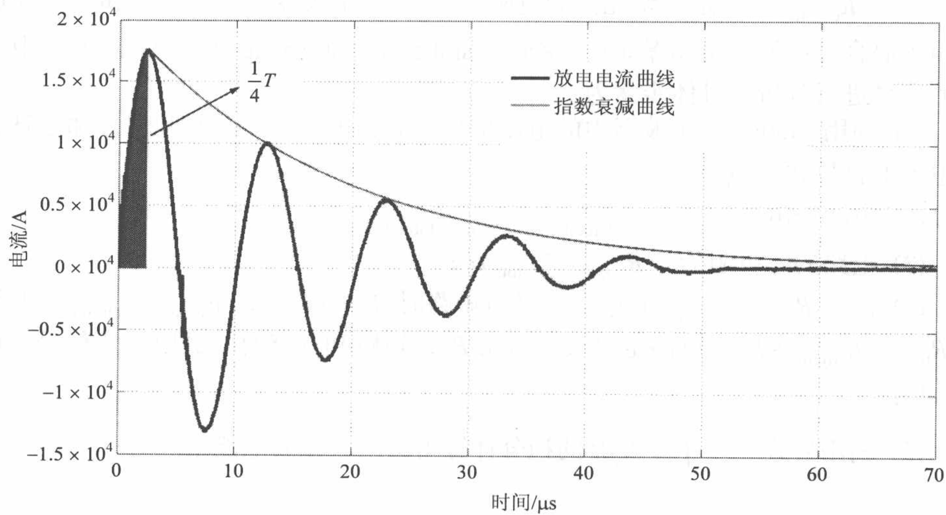


图 8.4 放电电流与时间的函数图

表 8.1 电火花放电过程中的实验参数

状态	V_0 /kV	C /μF	L×10^{-6} /H	ω_n /MHz	α (×10^4)	ζ	R_{circuit} /Ω	R_s /Ω	$E_{1/4\text{周期}}$ /J
短路	10	0.4	1.1791	1.4561	6.9247	0.0476	0.1633	0.0254	0.3059
开路			1.1565	1.4703	8.1573	0.0555	0.1887		
短路	17	2	1.2430	0.6342	4.6262	0.0729	0.1150	0.0127	4.3915
开路			1.2583	0.6304	5.0725	0.0805	0.1277		

表 8.1 中的数据是不同初始状态下电火花放电过程中的各个参数。在相同的初始状态时，使电极分别在电路开路和短路时触发，得到各 $A\cdot\exp(-\alpha t)$ 表达式，最终确定电路中的总电阻，两者的差值即为电火花电阻(R_s)，代入电火花放电能量的积分方程可得到初始 1/4 周期的放电能量，也即为电火花的有效放电能量。

8.1.3 爆炸波测量装置

图8.5的装置是用来测量电火花起爆产生的爆炸波在不同距离的反射压力及其到达时间(实验温度 293K，湿度 40%)。并通过冲击波基本关系式把反射压力换算成爆炸波的入射压力。放电电极被固定于刚性半球形的支架上，在电极的上方是水平的支架，型号为# PCB 401A22 的 PCB 压力传感器(通过实验标定，该传感器的敏感度为 3.0965mV/kPa，滞后时间约为 2μs)固定于支架的中心。在支架的两侧是垂直的钢板，传感器与电极顶部之间的距离可通过改变水平板的上下距离来实现。

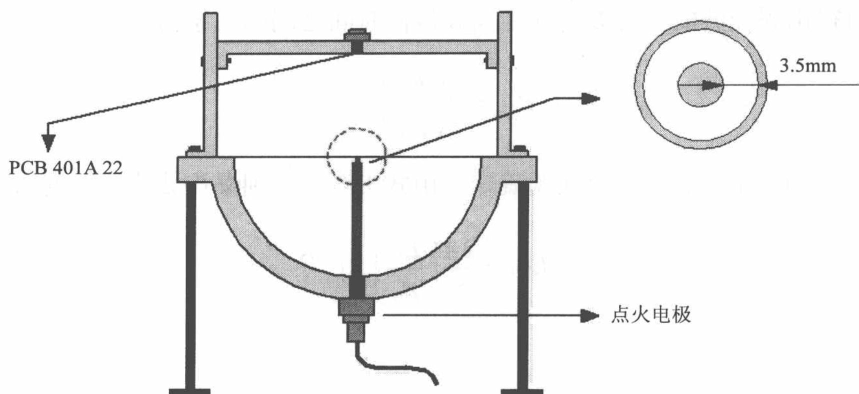


图 8.5　爆炸波测量装置

8.2　高电压点火产生的爆炸波特性讨论

8.2.1　Hopkinson-Sachs 标度定律

对于爆炸波传播距离远大于爆炸物的尺寸，即$R_{Sh} \gg R_C$，并且爆炸波压力远大于初始压力，也即$p_{Sh} \gg p_0$(相当于爆炸波能量远远大于爆炸球面内的初始内能，即$E_0 \gg 4\pi\rho_0 R_{Sh}^3 e_0 / 3$)，即可认为由瞬间点爆炸源产生强爆炸波。强爆炸波的爆炸半径R_{Sh}只依赖于时间、初始密度和爆炸波能量，即$R_{Sh}(t) = f(t, \rho_0, E_0)$或者$F(R_{Sh}, t, \rho_0, E_0) = 0$。

在该问题中有四个参数和三个基本量纲 M、L 和 T(质量、长度和时间)，因此只有一个无量纲组，并选择R_{Sh}、E_0和t作为特征参数，由 Buckingham 的π理论[11, 12]可得

$$\pi = R_{Sh}^a E_0^b t^c \rho_0 \tag{8.2}$$

由于各主定量的量纲分别为$[\rho_0] = M / L^3$，$[E_0] = ML^2 / T^2$，$[R_{Sh}] = L$，$[t] = T$，所以

$$[\pi] = [L^a]\left[\frac{ML^2}{T^2}\right]^b [T^c]\left[\frac{M}{L^3}\right] = 1 \tag{8.3}$$

由于$L^{a+2b-3} T^{c-2b} M^{b+1} = 1$，解出得：$a = 5$，$b = -1$，$c = -2$。
也即

$$\pi = \frac{R_{Sh}^5 \rho_0}{E_0 t^2} \tag{8.4}$$

可得出爆炸波能量与波传播距离和传播时间之间的关系为

$$R_{\mathrm{Sh}} = A\left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{2/5} \tag{8.5}$$

式中，A 为定常数，需通过实验确定，由式(8.5)可得到爆炸波传播速度为

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}} = \frac{2A}{5}\left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{-3/5} \tag{8.6}$$

和

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 = \frac{4A^2}{25}\left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{2/5} t^{-6/5} \tag{8.7}$$

对于强爆炸波，$p_{\mathrm{Sh}} = \dfrac{2}{\gamma+1}\rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2$，由于$\gamma$为常数，所以得到 $p_{\mathrm{Sh}} \sim \rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2$

即

$$p_{\mathrm{Sh}} \sim \rho_0\left(\frac{E_0}{\rho_0}\right)^{2/5} t^{-6/5} \tag{8.8}$$

通过实验可测定爆炸波压力(p_{Sh})、点火能量(E_0)及爆炸波到达时间(t)，因此，p_{Sh} 与函数 $\rho_0(E_0/\rho_0)^{2/5}t^{-6/5}$ 的关系如图 8.6 所示。由图 8.6 可知，点火能量的变化并没有改变两者的线性关系，因此爆炸波的压力 p_{Sh} 正比于函数 $\rho_0(E_0/\rho_0)^{2/5}t^{-6/5}$。

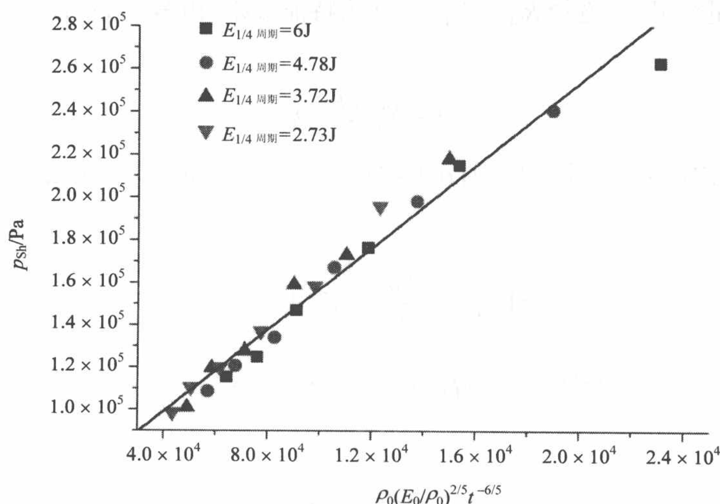


图 8.6　电火花产生的爆炸波 p_{Sh} 与 $\rho_0(E_0/\rho_0)^{2/5}t^{-6/5}$ 之间的参数关系

由式(8.5)可知，t 与 R_{Sh} 之间的关系为

$$t \sim \frac{R_{Sh}^{5/2}}{(E_0 / \rho_0)^{1/2}} \tag{8.9}$$

把 t 代入式(8.8)

$$p_{Sh} \sim \frac{E_0}{R_{Sh}^3} \sim \left(\frac{E_0^{1/3}}{R_{Sh}}\right)^3 \sim \left(\frac{1}{R_{Sh} / E_0^{1/3}}\right) \tag{8.10}$$

Hopkinson[13]最早证明了对于同种凝聚炸药和相同初始压力，如果标度距离 $R_{Sh}/W^{1/3}$(W 为药量)的值相同，则产生的爆炸波压力也相当。随后 Sachs[14]放宽了对初始压力的限制，并提出如果标度尺寸 R_{Sh}/R_0(其中，R_0 是爆炸长度[15]，并且 $R_0=(E_0/p_0)^{1/3}$，p_0 = 101.3kPa)相同，其产生的爆炸波压力也相同。因此，爆炸波压力与爆炸长度之间的关系[p_{Sh}~$f(R_{Sh}/R_0)$]称为 Hopkinson-Sachs 标度定律。式(8.10)在本质上就是 Hopkinson 标度定律。图 8.7 是通过实验测定的爆炸波压力(p_{Sh})与传播距离(R_{Sh})及点火能量(E_0)的关系，实验结果与式(8.10)基本相符。

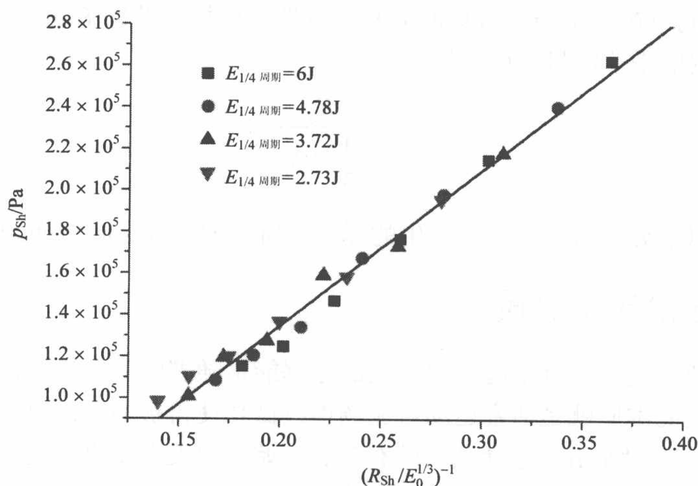


图 8.7　电火花产生的爆炸波 p_{Sh} 与$(R_{Sh}/E_0^{1/3})^{-1}$之间的参数关系

如果在式(8.10)两边都除以初始压力 p_0，则可得到

$$\frac{p_{Sh}}{p_0} \sim \frac{E_0}{p_0}\frac{1}{R_{Sh}^3} \sim \left(\frac{R_0}{R_{Sh}}\right)^3 \sim \frac{1}{(R_{Sh} / R_0)^3} \tag{8.11}$$

图 8.8 是通过实验测定的爆炸波超压(p_{Sh}/p_0)与距离标度$(R_{Sh}/R_0)^{-3}$的变化趋势，实验结果与式(8.11)基本相符。而式(8.11)本质上就是基于爆炸长度 R_0 的 Sachs 标

度定律。

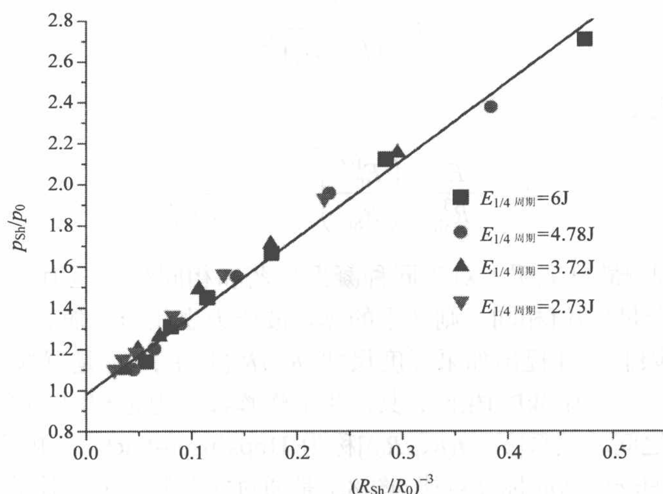


图 8.8 电火花产生的爆炸波 p_{Sh}/p_0 与 $(R_{Sh}/R_0)^{-3}$ 之间的参数关系

式(8.11)同时揭示了强点爆炸波的基本特性，即爆炸波的瞬间压力(强度)正比于爆炸球面内的平均能量密度。即

$$p_{Sh} \sim \frac{E_0}{\frac{4}{3}\pi R_{Sh}^3} \tag{8.12}$$

因此，以上分析得出电火花产生的爆炸波符合 Hopkinson-Sachs 标度定律。

8.2.2 可变能量爆炸性质

所谓可变能量爆炸就是起爆源产生的起爆能量随着时间迅速衰减，并呈指数衰减关系，它的本质就是活塞运动对流场连续做功使得被驱动的爆炸波是一种可变能量爆炸。20 世纪五六十年代，就有学者开始对可变能量爆炸进行超音速相似定律研究，并提出电火花放电产生的爆炸波实质上也是一种可变能量爆炸，因此有必要分析电火花放电作为可变能量爆炸的性质。

假设电火花放电产生的爆炸波是一种可变能量爆炸，爆炸波能量的衰减规律符合 $E(t)=Bt^{\alpha}$ 指数关系，通过上节量纲分析可知

$$\pi = \frac{R_{Sh}^5 t^{-2} \rho_0}{E(t)} \tag{8.13}$$

因此

$$R_{\mathrm{Sh}} = A\left(\frac{E(t)}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{2/5} = A\left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{\frac{\alpha+2}{5}} \tag{8.14}$$

对式(8.14)求导，得

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}} \sim \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{1/5} \left(\frac{\alpha+2}{5}\right) t^{\frac{\alpha-3}{5}} \tag{8.15}$$

由式(8.14)可得

$$t \sim \left(\frac{R_{\mathrm{Sh}}}{\left(B/\rho_0\right)^{1/5}}\right)^{5/(\alpha+2)} = \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{\frac{-1}{2+\alpha}} R_{\mathrm{Sh}}^{\frac{5}{2+\alpha}} \tag{8.16}$$

由式(8.15)得出爆炸波强度 $\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2$

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 \sim \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{2/5} \left(\frac{\alpha+2}{5}\right)^2 t^{2\left(\frac{\alpha-3}{5}\right)} \tag{8.17}$$

把式(8.16)代入式(8.17)可得

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 \sim \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{2+\alpha}} \left(\frac{\alpha+2}{5}\right)^2 R_{\mathrm{Sh}}^{\frac{2(\alpha-3)}{2+\alpha}} \tag{8.18}$$

因为 $E = Bt^{\alpha}$，所以把 $E(t)$ 改写成 $R_{\mathrm{Sh}}(t)$ 的函数，即

$$E = Bt^{\alpha} \sim \rho_0 \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{2/(\alpha+2)} R_{\mathrm{Sh}}^{\frac{5\alpha}{\alpha+2}} \tag{8.19}$$

由式(8.18)，可得出爆炸波强度：

$$p_{\mathrm{Sh}} \sim \rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 \sim \rho_0 \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{2/(\alpha+2)} \left(\frac{2+\alpha}{5}\right)^2 R_{\mathrm{Sh}}^{\frac{2(\alpha-3)}{\alpha+2}} \tag{8.20}$$

$$p_{\mathrm{Sh}} \sim \rho_0 \left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{2/(\alpha+2)} R_{\mathrm{Sh}}^{\frac{5\alpha}{\alpha+2}} R_{\mathrm{Sh}}^{-3} \left(\frac{2+\alpha}{5}\right)^2 = \frac{E(t)}{R_{\mathrm{Sh}}^3} \left(\frac{2+\alpha}{5}\right)^2 \tag{8.21}$$

因此，即使对于和时间成指数关系的可变能量爆炸，在任何瞬间的爆炸波压力也正比于爆炸球面内的平均能量密度。

由第 2 章讨论可知，对于非化学反应性爆炸波，由于没有化学能的释放，所以能量守恒方程为

$$E(t)=\int_0^{R_{\mathrm{Sh}}}\left(\frac{\rho u^2}{2}+\frac{p}{\gamma-1}\right)4\pi r^2\mathrm{d}r \tag{8.22}$$

可简化为

$$E(t)=Bt^{\alpha}=4\pi\rho_0\dot{R}_{\mathrm{Sh}}^2 R_{\mathrm{Sh}}^3 I \tag{8.23}$$

其中

$$I=\int_0^1\left(\frac{\omega}{\gamma-1}+\frac{\psi\phi^2}{2}\right)\xi^2\mathrm{d}\xi$$

对于强爆炸波，在边界条件$\xi=1$时

$$\psi(1)=\frac{\gamma+1}{\gamma-1},\quad \phi(1)=\omega(1)=\frac{2}{\gamma+1}$$

如果流场是自相似的，那么ψ、ϕ和ω只是关于ξ的函数。因此，如果已知γ值，积分即为常数。式(8.23)可改写为

$$\left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{4\pi I}\right)^{1/2}t^{\alpha/2}=\frac{\mathrm{d}R_{\mathrm{Sh}}}{\mathrm{d}t}R_{\mathrm{Sh}}^{3/2} \tag{8.24}$$

积分可得

$$R_{\mathrm{Sh}}=\left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{1/5}\left(\frac{1}{4\pi I}\right)^{1/5}\left(\frac{5}{\alpha+2}\right)^{2/5}t^{\frac{\alpha+2}{5}} \tag{8.25}$$

式(8.25)类似于式(3.14)，但可得出具体的比例参数，如B、ρ_0和α等。因此，利用能量守恒方程的分析可比量纲分析得出更多的信息。式(8.25)可得

$$\dot{R}_{\mathrm{Sh}}=\left(\frac{B}{\rho_0}\right)^{1/5}\left(\frac{1}{4\pi I}\right)^{1/5}\left(\frac{5}{\alpha+2}\right)^{2/5}\frac{\alpha+2}{5}t^{\frac{\alpha-3}{5}} \tag{8.26}$$

式(8.26)中必须满足$\alpha\geqslant 3$，则当$t\to 0$时，$\dot{R}_{\mathrm{Sh}}\to\infty$，否则通过能量方程的指数关系不会产生爆炸波。

对于可变能量爆炸，定义一个释放能量的持续时间为t^*，因此$E_{\mathrm{T}}=Bt^{*\alpha}$，并且用$E_{\mathrm{T}}$和$t^*$来表示$B$，即

$$B=\frac{E_{\mathrm{T}}^*}{t^{*\alpha}}$$

并且

$$E = E_{\mathrm{T}}^{*}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha} \tag{8.27}$$

因此，可根据总能量 E_{T} 定义一个可变能量爆炸的爆炸长度，即

$$R_0 = \left(\frac{E_{\mathrm{T}}}{p_0}\right)^{1/3} \tag{8.28}$$

能量积分为

$$E = E_{\mathrm{T}}^{*}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha} = 4\pi I \rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^{2} R_{\mathrm{Sh}}^{3} \tag{8.29}$$

用 R_0 表示为

$$R_0^3\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha} = 4\pi I \frac{\rho_0}{p_0} \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^{2} R_{\mathrm{Sh}}^{3} \tag{8.30}$$

对于强爆炸波 $p_{\mathrm{Sh}} = \dfrac{2}{\gamma+1}\rho_0 \dot{R}_{\mathrm{Sh}}^{2}$，因此可得到

$$\frac{p_{\mathrm{Sh}}}{p_0} = \left(\frac{1}{2\pi I(\gamma+1)}\right)\left(\frac{R_{\mathrm{Sh}}}{R_0}\right)^{-3}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha} \tag{8.31}$$

式(8.31)同时表明爆炸波瞬间的压力与球面内平均能量密度之间存在一个权重系数 $(t/t^{*})^{\alpha}$，如果是定常能量爆炸则 $\alpha=0$，权重系数为 1。

式(8.29)可得出爆炸波的运动轨迹为

$$\left(\frac{1}{4\pi I}\frac{E_{\mathrm{T}}}{\rho_0}\right)^{1/2}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha/2} = \frac{\mathrm{d}R_{\mathrm{Sh}}}{\mathrm{d}t} R_{\mathrm{Sh}}^{3/2} \tag{8.32}$$

对式(8.32)积分

$$\frac{2}{5} R_{\mathrm{Sh}}^{5/2} = \left(\frac{E_{\mathrm{T}}}{4\pi I \rho_0}\right)^{1/2}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\frac{\alpha+2}{2}}\left(\frac{2}{\alpha+2}\right)t^{*} \tag{8.33}$$

由于 $R_0 = (E_{\mathrm{T}}/p_0)^{1/3}$，并且 $c_0^2 = \gamma p_0/\rho_0$，式(8.33)为

$$\frac{R_{\mathrm{Sh}}}{R_0} = \left[\frac{25}{4\pi\gamma I(\alpha+2)^2}\right]^{1/5}\left(\frac{t}{t^{*}}\right)^{\alpha/5}\left(\frac{c_0 t}{R_0}\right)^{2/5} \tag{8.34}$$

对于定常能量爆炸，由于 $\alpha=0$，所以可得出强爆炸波是以 $t^{2/5}$ 衰减；而对于

可变能量爆炸[也即 $E(t)=Bt^{\alpha}$]，得到的爆炸波运动轨迹与定常能量爆炸相似，但增加一个权重系数 $(t/t^{*})^{\alpha/5}$ ，其爆炸波的衰减规律如式(8.34)所示。

8.3　1/4 周期放电能量与直接起爆有效能量

8.3.1　问题的提出——初始 1/4 周期放电能量是否等价于引起直接起爆的有效能量

利用电火花放电作为起爆源，放电电流的表达式如式(8.35)所示，因此电火花放电能量积分为

$$E_{\mathrm{s}}=\int_0^t i^2 R_{\mathrm{s}}\mathrm{d}t$$

$$=\frac{A^2R_{\mathrm{s}}\omega}{4(\alpha^2+\omega^2)}\left[\frac{\omega}{\alpha}\left(1-\mathrm{e}^{-2\alpha t}\right)-\mathrm{e}^{-2\alpha t}\left(\frac{2\alpha}{\omega}\sin^2\omega t+\sin 2\omega t\right)\right] \tag{8.35}$$

如果定义平均功率为 $P=E_{\mathrm{s}}/t$，并且定义 t_{e} 为平均功率 $P=E_{\mathrm{s}}/t$(P最大值代表冲击波强度到达峰值)达到最大值所需时间，当作用于混合气体的总能量达到平均功率的最大值时即为直接起爆的临界起爆能量，并发现平均功率到达最大值的时间 t_{e} 与冲击波强度达到峰值的时间基本相等，并且与初始 1/4 周期放电时间非常接近，在初始 1/4 周期后释放的能量对于冲击波的运动没有明显的影响，故认为是冲击波诱导产生的化学能支持爆炸波的继续传播。因此，Knystautas 和 Lee[6]首先从理论上证明电火花放电过程中仅有初始 1/4 周期的放电能量作用于直接起爆。也即通过电火花点火引起直接起爆的有效起爆能量的表达式为

$$E_{\mathrm{s}}=\int_0^{T/4} i^2 R_{\mathrm{s}}\mathrm{d}t \tag{8.36}$$

然而，初始 1/4 周期的放电能量是否为爆炸波能量？是否为作用于直接起爆的有效能量？

8.3.2　证明方法

通过实验方法来验证 1/4 周期的放电能量是否为作用于直接起爆的有效能量，首先把 1/4 周期放电能量与点爆炸的数值模拟结果进行对比，验证电火花放电最初的 1/4 周期放电能量与爆炸波能量的关系。

1. 通过能量比较超压

通过数值计算方法来得到理想爆炸波能量产生的压力趋势，爆炸波衰减的不

稳定非线性动态解是以非黏性可压缩并且依赖于时间的一维欧拉方程为模型。质量、动量和能量的表达式为

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial r}+\frac{2}{r}(\rho u)=0 \tag{8.37}$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho u^2+p\right)}{\partial r}+\frac{2}{r}\left(\rho u^2\right)=0 \tag{8.38}$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t}+\frac{\partial u(\rho e+p)}{\partial r}+\frac{2}{r}\left[u(\rho e+p)\right]=0 \tag{8.39}$$

式中，ρ 为密度；p 为压力；e 为总能量，且

$$e=\frac{p}{(\gamma-1)\rho}+\frac{1}{2}u^2 \tag{8.40}$$

Bourlioux 等[16]通过对冲击波波阵面的跟踪和基于网格计算的分段抛物线法(PPM)建立爆轰计算程序，利用该程序对上述方程求解。图 8.9 是通过上述方法得到的点源球形爆炸波 R_{Sh}/R_0 与马赫数 M_{Sh} 之间的趋势关系。

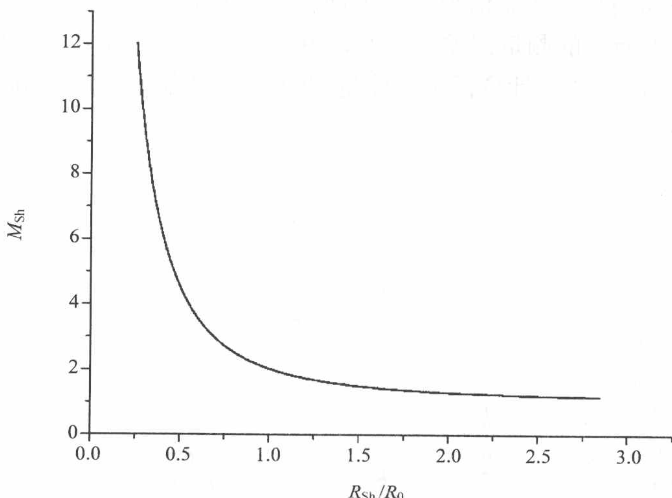


图 8.9　爆炸波 R_{Sh}/R_0 与马赫数 M_{Sh} 之间的关系

每次点火试验中，爆炸长度 R_0 可由点火能量(即 1/4 周期的放电能量)直接计算得出，由于测试距离 R_{Sh} 可直接测量，所以通过计算点火能量可得出爆炸波传播的马赫数 M_{Sh}，并通过冲击波基本关系式(8.41)得出超压。当点火能量 E_0=6J 时，电火花产生的爆炸波参数如表 8.2 所示。

$$\frac{p_1}{p_0}=\frac{2\gamma M_{Sh}^2-(\gamma-1)}{\gamma+1} \tag{8.41}$$

表 8.2　$E_0=6$ J 时不同距离的爆炸波超压比较

R_{Sh}/cm	R_{Sh}/R_0	M_{Sh}	p_1/p_0		转化效率/%
			理论值	实验值	
5	1.28	1.65	3.01	2.60	86.38
6	1.54	1.47	2.35	2.07	88.09
7	1.79	1.36	2.00	1.74	87.00
8	2.06	1.28	1.76	1.51	85.80
9	2.32	1.23	1.61	1.35	83.85
10	2.58	1.20	1.51	1.22	80.79

表 8.2 是 1/4 周期放电能量 E_0=6J 时，在不同距离的爆炸波压力实验值与数值计算的理论值。其中的实验值为直接通过传感器得到，而理论值是通过数值模拟计算得出。通过对比可知，对于 E_0=6J 超压的实验值约为理论值的 85.32%。在不同的初始点火能量，分别为 6J、4.78J、3.72J 和 2.73J，两者压力的对比如图 8.10 所示。图 8.10 可得出，实验值约为基于理想爆炸波能量的数值模拟值的 82%。考虑到电火花点火能量的测量误差约为 8%，并且在点火过程中小部分能量直接转化为光能和热能，因此数值计算得出的能量(也即爆炸波能量)和 1/4 周期的电火花放电能量比较吻合。

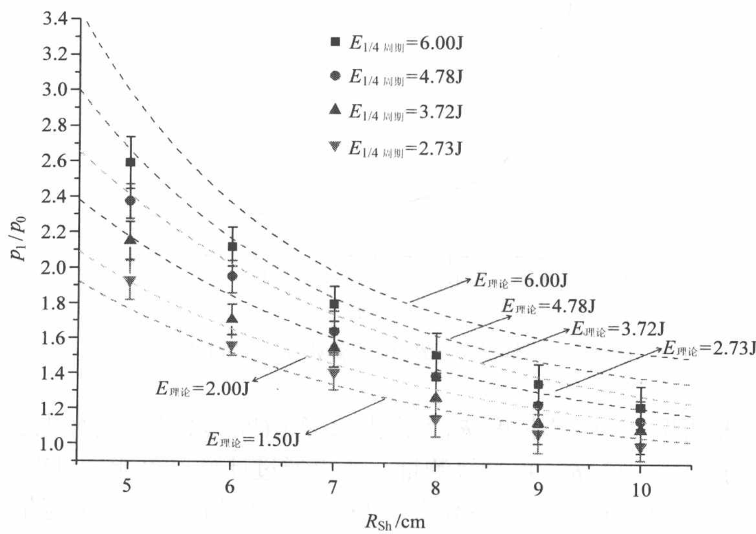


图 8.10　爆炸波能量与点火能量在不同距离时的压力比值

2. 通过超压比较能量

由于数值模拟方法采用的是理想爆炸波能量，也即把点火能量近似为爆炸波能量，所以计算得出的压力值也即理想爆炸波压力。而在实验中通过压力传感器得到的则为实际爆炸波能量产生的压力值，通过该压力值的计算得出能量，并与1/4 周期的电火花放电能量相对比，如表 8.3 所示。

表 8.3　不同初始电压下 1/4 周期放电能量与爆炸波能量

V_0/kV	C/μF	R_C/Ω	R_s/Ω	E/J			
				总电能	电火花能量	1/4 周期能量	爆炸波能量
18	2	0.1142	0.0131	324	27.78	6.00	5.12
16	2	0.1164	0.0125	256	21.52	4.78	3.91
14	2	0.1268	0.0119	196	16.76	3.72	3.07
12	2	0.1323	0.0101	144	13.12	2.73	2.28

表 8.3 概括了在不同初始电压下电火花放电的实验参数和结果，R_C 和 R_s 分别代表电路板和电火花电阻。通过对比得出 1/4 周期电火花放电能量与实际爆炸波能量，两者基本吻合。

表 8.3 中的数据同时显示，如果把点火总能量 $1/2CV^2$ 视为整体，其中的 91.34%作用于欧姆损耗和能量损失，如图 8.11 所示。仅有约 9%的能量作用于电火花点火，也即 $E_s = \int_0^\infty i^2 R_s \mathrm{d}t$，但其中只有初始 1/4 周期放电能量(约占总能量的 2%)为爆炸波能量，其余的点火能量只起到加热混合气体的作用。

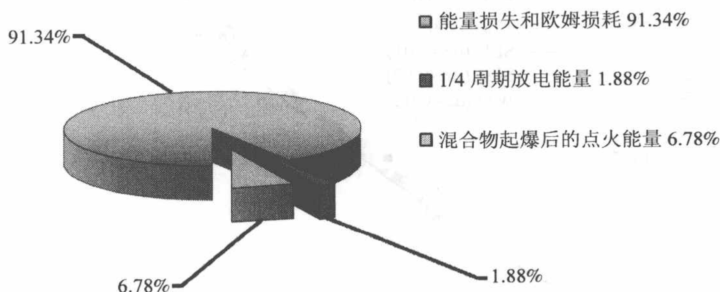


图 8.11　高压电点火各能量分布图

3. 通过爆炸波到达时间对比

在较小放电能量或者较远距离时，电火花产生的爆炸波压力比较小，考虑到

传感器对压力敏感性的限制，以上通过压力传感器测定爆炸波压力可能存在一定误差。由于传感器对于爆炸波到达时间非常敏感(最大误差为 2μs)，为了提高实验的准确性，可通过对爆炸波的到达时间进行分析。数值模拟仍以一维欧拉方程(式 8.37~式 8.40)为模型，各参数以介质的初始静止状态为标准。

基于不同数值的求解方法，并使用两种流体动力程序来对以上方程组求解，以保证数值方程组不会影响爆炸波的传播轨迹，尤其是在低马赫数区域。这两种有限体积数值求解方法分别为：SLIC 法(slope-limiter centered)和 Riemann 确切解的 WAF 法(weighted-average flux)。根据 Toro[17]的研究，求解精度采用二阶，相容条件(CFL)的取值为 0.8。对于 SLIC 方法，网格分别采用步长(dx)为 0.02 和 0.01 的不同的值以确保得出独立网格解。作为计算的初始条件，在 R_{Sh}=2 和 M_{Sh}=40 时可视为强爆炸解。

首先，由实验和数值模拟得出的爆炸波参数分别与爆炸长度比较，并根据初始 1/4 周期的放电能量计算得出爆炸长度 R_0。实验中，通过压力传感器得出不同能量在各距离的爆炸波到达时间，得出时间标度 $c_0 \cdot t/R_0$，与球形爆炸波半径 R_{Sh}/R_0 得出变化趋势关系，实验结果与数值模拟结果对比情况如图 8.12 所示。其中的数值模型采用两种求解方法，对于 SLIC 方法，采用两种不同的网格求解，并发现各数值解差异较小。由图 8.12 也可发现，在爆炸波半径 R_{Sh}/R_0 较大处，对应的马赫数约为 1.15，此处实验结果和数值模拟解最大误差约为 10%。实验得到的点火能量所采用的是 1/4 周期放电能量，而数值模拟使用的是爆炸波能量，通过图 8.12 的对比发现两者基本吻合。

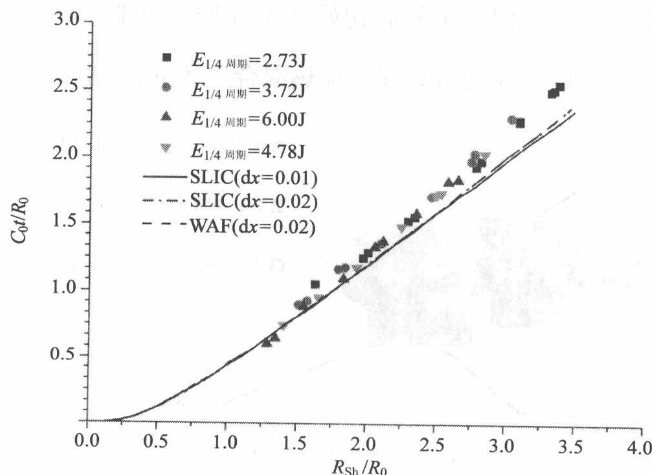


图 8.12 爆炸波 $c_0 \cdot t/R_0$ 与 R_{Sh}/R_0 变化趋势图

其次，由于爆炸波传播距离 R_{Sh} 和到达时间 t 在实验中可直接测量，因此不用和爆炸长度(R_0)形成标度即可直接对比。如图 8.13 所示。图中的曲线为数值模拟

解，采用的是爆炸波能量得出的爆炸波随时间的传播轨迹。图 8.13 表明爆炸波衰减数值解与实验值吻合。爆炸波能量与 1/4 周期放电能量的对比如表 8.4 所示。

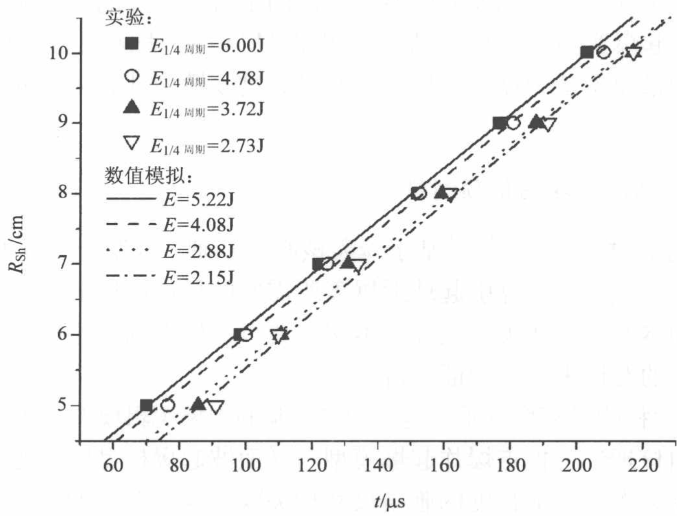


图 8.13　由数值模拟解得出的爆炸波能量

表 8.4　1/4 周期放电能量与爆炸波能量的对比

电压/kV	电容/μF	E/J		对比/%
		1/4 周期能量	爆炸波能量	
18	2	6.00	5.22	87.0
16	2	4.78	4.08	85.4
14	2	3.72	2.88	77.4
12	2	2.73	2.15	78.8

由表 8.4 可知，1/4 周期放电能量与爆炸波能量平均相差 20%，这是由于电火花放电能量的测量本身具有一定的波动性。如果考虑此因素，则数值解与实验结果比较一致。

8.3.3　证明结论

以上通过测定爆炸波的压力和到达时间，采用多种方法分别对初始 1/4 周期放电能量与有效爆炸波能量进行对比分析。并采用几种不同数值计算方法分别和实验值进行对比，通过比较都可得出相似结论，即初始 1/4 周期的放电能量与爆炸波能量基本吻合。然而该能量是否即为作用于直接起爆的有效能量，则需要把初始 1/4 周期放电能量与通过理论模型计算得出的直接起爆临界能量进行比较。

8.3.4 1/4 周期放电能量与临界能量理论值和实验值比较

为了进一步验证 1/4 周期放电能量是作用于直接起爆的有效能量，在高压容器内进行直接起爆实验，并把 1/4 周期放电能量与 Lee 表面积能量模型进行对比。由于表面积能量模型基于爆炸波理论，所以通过该模型计算得出的理论值即为爆炸波能量。

1. 临界起爆能量理论值预测模型

Lee 的表面积能量模型[18, 19]基于爆轰核心的基础，并结合爆炸波及 Zeldovich 理论，提出了直接爆炸起爆引起球形爆轰所需要的最小起爆能量的理论，该理论的应用背景和本文密切相关，因此，本文主要以该模型为理论框架，通过实验结果与该理论值的对比来进行验证分析。

Lee 的表面积能量模型本质上是一种半经验的现象逻辑模型，并且基于 2.4.4 节介绍的爆轰内核理论，把点爆炸起爆模型与平面波起爆模型联系起来，并且把临界起爆能与作为爆轰特征长度的胞格尺寸相关联，这种关联的本质是爆轰波通过临界管径时最小表面积能量等于最小爆轰内核截面积上的能量。简言之，爆轰波中所含能量在两种情况中都处于临界状态，由点爆炸引起的爆轰波从过驱爆轰衰减到 CJ 状态时，球形爆轰波表面所含的能量等于平面爆轰在临界直径中的能量，此时所需满足的临界条件为：

$$4\pi R^{*2} = \left(\frac{\pi}{4}\right) d_{\mathrm{C}}^2 \tag{8.42}$$

由此得到爆轰内核半径为 $R^* = \dfrac{1}{4} d_{\mathrm{C}}$，由强爆炸波理论可知，爆炸波能量为

$$E_{\mathrm{C}} = 4\pi I \gamma p_0 M_{\mathrm{Sh}}^2 R_{\mathrm{Sh}}^3 \tag{8.43}$$

依据 Zeldovich 准则，当爆炸波衰减到 $M_{\mathrm{Sh}} = M_{\mathrm{CJ}}$ 时，得到 $R_{\mathrm{Sh}} = R^*$。

对于高浓度氩气稀释的混合气体(如 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar)，爆轰波波前非常规则，并且爆轰波在其中稳定传播，Desbordes 等[20]研究表明，爆轰直径与胞格尺寸的关系为 d_{C}=25–30λ，代入表面积能量模型式(8.43)可得

$$E_{\mathrm{C}} = 4\pi I \gamma p_0 M_{\mathrm{CJ}}^2 \left(\frac{d_{\mathrm{C}}}{4}\right)^3 = \frac{3375\pi \rho_0 V_{\mathrm{CJ}}^2 I \lambda^3}{2} \tag{8.44}$$

式中，ρ_0 为混合气体初始密度；V_{CJ} 为 CJ 爆轰速度；λ为爆轰胞格尺寸；I 为定常数(当 $\gamma = 1.4$ 时，$I = 0.423$)。

对于未稀释的混合气体(如C_2H_2-2.5O_2)，在爆轰传播过程中爆轰不稳定性起主

导作用，爆轰直径与胞格尺寸的经验公式为：$d_C=13\lambda$[21]，因此式(8.43)能量方程为

$$E_C = 4\pi I\gamma p_0 M_{CJ}^2 \left(\frac{13\lambda}{4}\right)^3 = \frac{2197\pi\rho_0 V_{CJ}^2 I\lambda^3}{16} \tag{8.45}$$

由此可见，Lee 的表面积能量模型是依赖于爆轰胞格尺寸的理论模型，如果预知物质的爆轰胞格，即可理论计算直接起爆的临界起爆能量。

对于 C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体，Radulescu[22]得出爆轰胞格与初始压力的关系为

$$\begin{aligned} &\lambda\,[\text{mm}] = a\cdot\left(p_0[\text{kPa}]\right)^b \quad \text{其中，} a=18.9,\quad b=-1.015,\ 0\%\ \text{Ar} \\ &\lambda\,[\text{mm}] = a\cdot\left(p_0[\text{kPa}]\right)^b \quad \text{其中，} a=113.8,\quad b=-1.20,\quad 70\%\ \text{Ar} \end{aligned} \tag{8.46}$$

因此，通过对物质在不同初始压力下对应拟合曲线上爆轰胞格的取值，最终计算得出临界起爆能量的理论值。

2. C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 临界起爆能量

图 8.14 是 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体从初始压力 50kPa 到 200kPa 时，直接起爆引起球形爆轰的临界起爆能量。图中三条曲线，从上而下分别为临界起爆能量实验值拟合曲线、爆炸波能量曲线与 Lee 表面积能量模型曲线，其中爆炸波能量曲线是在临界起爆能量曲线的基础上乘以放电能量与爆炸波能量的转化效率而得到。由图 8.14 可知，爆炸波能量曲线与 Lee 的表面积能量模型曲线基本吻合，表明 1/4 周期的放电能量由于在点火过程中部分能量作用于光能和热能导致一部分能量损失，但是绝大部分能量(约 82%)转化为爆炸波能量而作用于直接起爆。

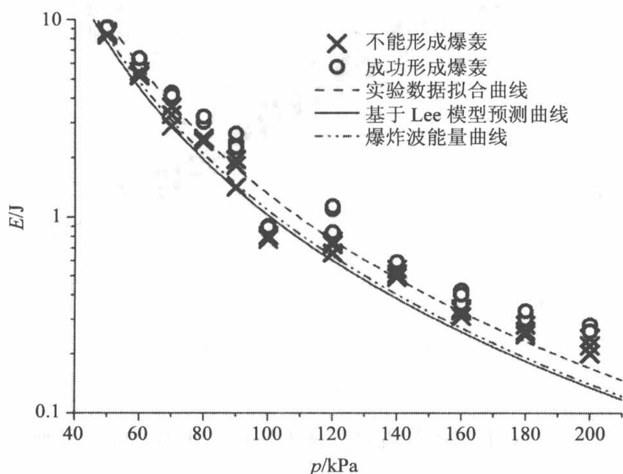


图 8.14　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体不同初始压力下的临界起爆能量实验值与理论值的对比

通过图 8.15 中对 C_2H_2-2.5O_2 混合气体在不同初始压力下的临界起爆能量实验值与理论值的对比表明，当初始压力较小时(如小于 15kPa)，通过以上方法得到的爆炸波能量与 Lee 表面积能量模型曲线并不能很好地吻合，主要原因是 Lee 表面积能量是依赖于爆轰胞格尺寸的模型，而 C_2H_2-2.5O_2 混合气体在初始压力极小时其胞格尺寸非常不稳定，对于胞格尺寸的测量误差较大，最大误差可达两倍，如图 8.16 所示，其中胞格尺寸的数据来自于 Desbordes 等[20]、Voitsekhovskii 等[23]、Laberge 等[24]、Strehlow[25]和 Knystautas 等[21]。

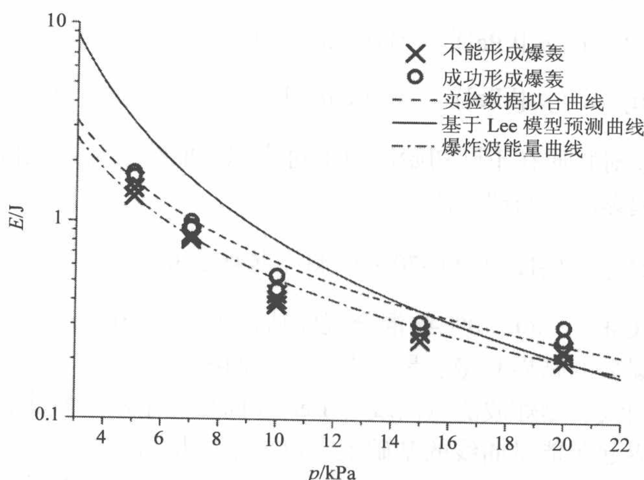


图 8.15　C_2H_2-2.5O_2 混合气体不同初始压力下的临界起爆能量实验值与理论值的对比

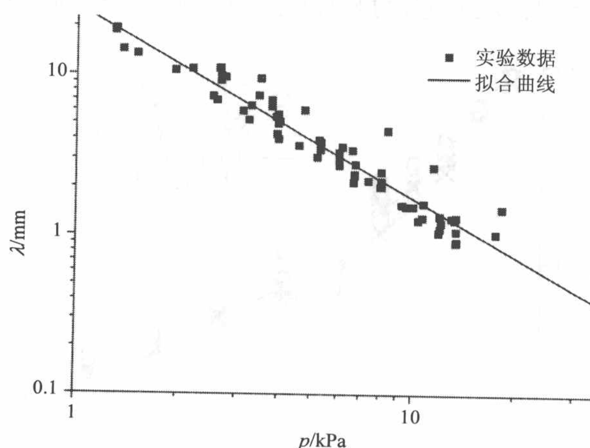


图 8.16　C_2H_2-2.5O_2 混合气体不同初始压力下的爆轰胞格

当初始压力大于 20kPa 时，胞格趋于稳定，所以在初始压力大于 20kPa 以后，

爆炸波能量曲线与 Lee 表面积能量模型曲线两者比较吻合。因此 C_2H_2-2.5O_2 混合气体在低压时胞格尺寸的不稳定性是导致两者不能吻合的主要原因，总的来说爆炸波能量与表面积能量模型曲线基本吻合。

参 考 文 献

[1] Lee J H, Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1977, 28: 61–66.

[2] Lee J H, Ramamurthi K. On the concept of the critical size of a detonation kernel. Combustion and Flame, 1976, 27: 331–340.

[3] Lee J, Higgins A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation. The Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Science, 1999, 357(1764): 3503–3521.

[4] Litchfield E L, Hay M H, Forshey D R. Direct electrical initiation of freely expanding gaseous detonation waves. Symposium (International) on Combustion, 1963, 9: 282–286.

[5] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[6] Knystautas R, Lee J H. On the effective energy for direct initiation of gaseous detonations. Combustion and Flame, 1976, 27: 221–228.

[7] Kamenskihs V, Ng H D, Lee J H S. Measurement of critical energy for direct initiation of spherical detonations in stoichiometric high-pressure H_2-O_2 mixtures. Combustion and Flame, 2010, 157(9): 1795–1799.

[8] Zhang B, Kamenskihs V, Ng H D, et al. Direct blast initiation of spherical gaseous detonations in highly argon diluted mixtures. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2265–2271.

[9] Zhang B, Ng H D, Mevel R, et al. Critical energy for direct initiation of spherical detonations in H_2/N_2O/Ar mixtures. International Journal of Hydrogen Energy, 2011, 36(9): 5707–5716.

[10] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Measurement of effective blast energy for direct initiation of spherical gaseous detonations from high-voltage spark discharge. Shock Waves, 2012, 22(1): 1–7.

[11] Buckingham E. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. Physical Review, 1914, 4(4): 345–376.

[12] Buckingham E. The principle of similitude. Nature, 1915, 96: 396–397.

[13] Hopkinson B. British Ordnance Board Minutes. Report No. 13565, 1915.

[14] Sachs P G. The Dependence of blast on ambient pressure and temperature, aberdeen proving ground. Maryland: BRL Rept. 466, 1944.

[15] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[16] Bourlioux A. Numerical Studies of Unstable Detonations. New Jersey: Princeton University Ph.D thesis, 1991.

[17] Toro E F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluids Dynamics. 2nd ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999.

[18] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[19] Lee J H S, Knystautas R, Guirao C M. The Link between Cell Size, Critical Tube Diameter, Initiation Energy and Detonability Limits. Fuel-Air Explosions, Waterloo:University of Waterloo Press, 1982, 157–187.

[20] Desbordes D, Guerraud C, Hamada L, et al. Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular detonation systems. Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 347–359.

[21] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[22] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonation: experiments in porous-walled tubes. Montreal: McGill University Master thesis, 2003.

[23] Voitsekhovskii B V, Mitrofanov V V, Topchian M E. The structure of a detonation front in gases. Wright-Patterson AFB, Technical Report FTD-MT-64-527, 1966.

[24] Laberge S, Atanasov M, Knystautas R, et al. Propagation and extinction of detonation waves in tube bundles. Prog Astronaut Aero, 1993, 153: 381–396.

[25] Strehlow R A. Transverse waves in detonations: II. structure and spacing in H_2-O_2,C_2H_2-O_2, C_2H_4-O_2 and CH_4-O_2 systems. AIAA, 1969, 7(3): 492–496.

第 9 章　可燃混合气体直接起爆临界能量的规律

在可燃气体发生爆炸的事故中，绝大部分的事故都是由于可燃物质的燃烧转化为爆轰而对周围的设施和人员产生危害，由于直接起爆需要点火源在瞬间产生足以引起爆轰的起爆能量，对于起爆源点火能量要求比较苛刻，也因此通常被忽略。然而在一些特殊情况下，一旦点火源产生较强的点火能量，则会在瞬间形成爆轰，其产生的危害比一般的爆炸事故严重得多。

从 20 世纪 50 年代，Zeldovich 等[1]就已经系统地对直接起爆相关机理进行了研究，并发现直接起爆的本质就是起爆源在瞬间产生足够大的能量。对于给定的爆炸性混合气体，通过实验的方法来测定形成球形爆轰的最小起爆能量，是判断该混合物敏感性最直接和有效的方法[2, 3]。研究直接起爆的机理对于工业安全生产也具有重要意义，基于实验数据而得出的分析和理论，对有效地控制危险源具有指导作用。

本章建立可燃混合气体直接起爆临界能量测试系统，其中以高压电火花作为起爆源，压力传感器记录波形判断起爆状态，初始 1/4 周期放电能量确定临界起爆能量。首先，测量了碳氢燃料(如 C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8 及 H_2)分别与氧气混合气体的直接起爆临界能量，研究在不同初始条件下，如压力、当量比、氧含量和不同氩气浓度稀释时临界起爆能量的规律和特点，重点分析高浓度氩气稀释对临界起爆能量影响的机理；其次，分析可燃气体与氧气混合气体临界能量规律，得出爆炸长度与胞格尺寸及诱导区长度之间的联系，并定量计算各物质爆轰敏感度；最后，开展燃料与不同氧化剂(如 N_2O 和 O_2)临界能量的研究，分析不同氧化剂对临界能量的影响。

9.1　实验原理和方法

9.1.1　实验系统

直接起爆实验是在直径为 203.2mm、壁厚为 50.8mm 的高压球形容器中进行，装置如图 9.1 所示。实验之前，通过真空泵把容器内的压力抽为真空(压力至少小于 80Pa)，打开球阀缓慢加入混合气体，通过电子压力表控制进入容器的气体量。容器壁上安装 PCB 压力传感器，用于测定爆炸波到达壁面的时间和压力，以此作为判断直接起爆的依据，并通过容器底部的冲击波探针(shock pin)得到爆炸波到达时间，进一步验证是否形成直接起爆。点火系统使用 *R-L-C* 电路。

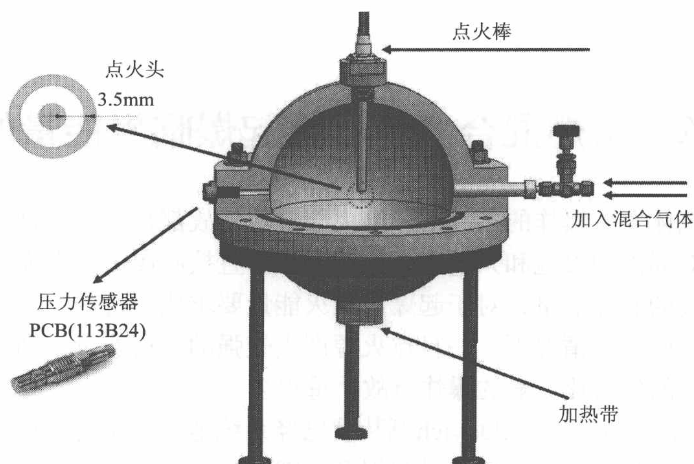


图 9.1　直接起爆实验装置

9.1.2　点火能量确定

由于通过第 8 章已经证明，初始 1/4 周期的放电能量可视为作用于直接起爆的有效能量，因此在本章的讨论中，点火能量都为初始 1/4 周期的放电能量。

9.1.3　临界起爆状态判断

图 9.2 和图 9.3 是在初始压力为 p_0 = 100 kPa 条件下，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在不同起爆能量作用下引起自持球形爆轰和爆燃波时，通过传感器得到的压力波形图。

由图 9.2 可见，在时间为 85μs 时压力陡然上升，此时爆炸波的速度为 1705.8m/s，爆炸波压力与初始压力的比值 p_1/p_0=21.3，而由 CEA[4]程序计算得到，在该实验

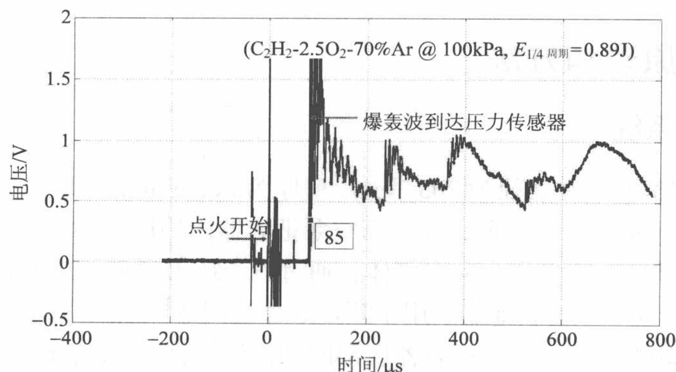


图 9.2　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体中在 100kPa 时爆轰波压力轨迹图

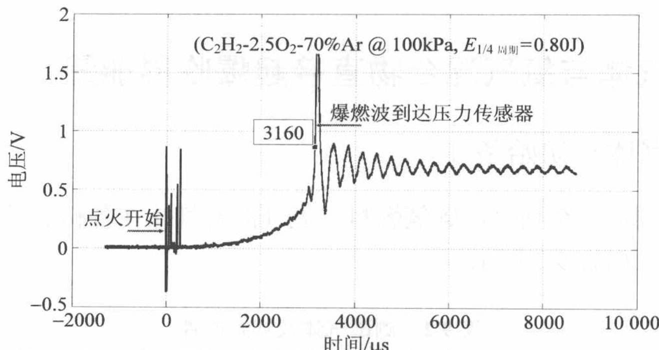


图 9.3　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体中在 100kPa 时爆燃波压力轨迹图

条件下，CJ 爆轰的速度为 1832.3 m/s，CJ 爆轰压力与初始压力比值为 p_{CJ}/p_0=23.7，所以爆炸波速度为 CJ 爆轰速度的 93.1%，压力为 CJ 爆轰压力的 90%。并由容器底部的冲击波探针得到的爆炸波到达底部的时间可知爆炸波波速为 93%CJ 爆轰速度，故确定在该起爆能量作用下，形成稳定自持的爆轰波。由于球形爆轰波曲率对爆轰速度的影响，所以爆轰最终的速度比 CJ 爆轰速度略小。

图 9.3 表明，由于起爆能量 E_s=0.80J 低于直接起爆的临界起爆能，所以不能通过直接起爆得到球形爆轰，爆炸波形成后立即与其后的反应区解耦并且迅速衰减，最终发展为爆燃。在时间约为 3160μs 时才产生压力突变，因此爆炸波的速度为 45.9m/s，故为爆燃波。

9.1.4　临界起爆能量确定

为了提高实验的可靠性，在临界起爆能附近至少得到 3 次爆轰和 3 次爆燃的结果，因此临界起爆能量介于引起爆轰的最小值能量和引起爆燃最大值能量之间。表 9.1 为成功直接起爆产生爆轰波和不成功直接起爆产生爆燃波的实验结果。由表 9.1 中的 6 次实验可知，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体在初始压力 100kPa 时直接起爆的临界起爆能应介于 E_s=0.80J 与 E_s=0.89J 之间。

表 9.1　初压 100kPa 条件下 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体中成功直接起爆和不成功直接起爆实验结果(C=0.4μF)

序号	电压/kV	$0.5CV^2$/J	$E_{1/4\,周期}$/J	V/(m/s)	(V/V_{CJ})/%	(P_0/P_{CJ})/%	是否直接起爆
1	18	64.8	1.09	1711.5	93.4	91.2	是
2	17	57.8	0.90	1707.1	93.2	90.1	是
3	17	57.8	0.89	1705.8	93.1	90.0	是
4	16	51.2	0.80	45.9	2.5	9.5	否
5	16	51.2	0.77	44.2	2.4	9.3	否
6	15	45.0	0.71	40.5	2.2	9.0	否

9.2 可燃气体与氧气混合物直接起爆临界能量

9.2.1 测试气体及初始条件

通过实验测定一系列气体碳氢燃料与氧气混合气体在各初始条件下的直接起爆的临界能量，如表 9.2 所示。

表 9.2 测试气体及初始条件

混合气体	p_0/kPa	φ
C_2H_2-O_2	5~25	0.625~2.5
C_2H_2-2.5O_2-50%Ar	20~150	1
C_2H_2-2.5O_2-65%Ar	30~160	1
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar	50~200	1
C_2H_4-O_2	20~140	0.4~2.2
C_3H_8-O_2	50~160	0.6~2
H_2-O_2	100~200	1

9.2.2 初始条件对临界起爆能量的影响

1. 初始压力与临界起爆能量

实验选取几种燃料与氧气混合气体(C_2H_2-2.5O_2、C_2H_4-3O_2、2H_2-O_2和 C_3H_8-5O_2)，分别测定在不同初始压力下临界能量，结果如图 9.4 所示。通过对临界能量实验值的拟合发现，压力越高临界能量值越小，两者符合反相关指数关系，也即

$$E_C = A \cdot [p(\text{kPa})]^{-\alpha} \tag{9.1}$$

式中，E_C 为直接起爆的临界能量；p 为初始压力；A 为常数，α为指数。对于 H_2-O_2 混合气体初始压力小于 100kPa 时的临界能量，数据引用于 Zitoun 等[5]，如图 9.4(c)，初始压力大于 100kPa 时，通过实验测得临界能量，两组数据位于同一趋势线，因此两组数据吻合性较好。

通过图 9.4(a)~(d)中对拟合曲线的决定系数 R^2 的计算可知，R^2 都大于 0.9，表明拟合程度较好，因而对于实验条件之外的临界能量，可利用对拟合曲线的插值法求解得出。

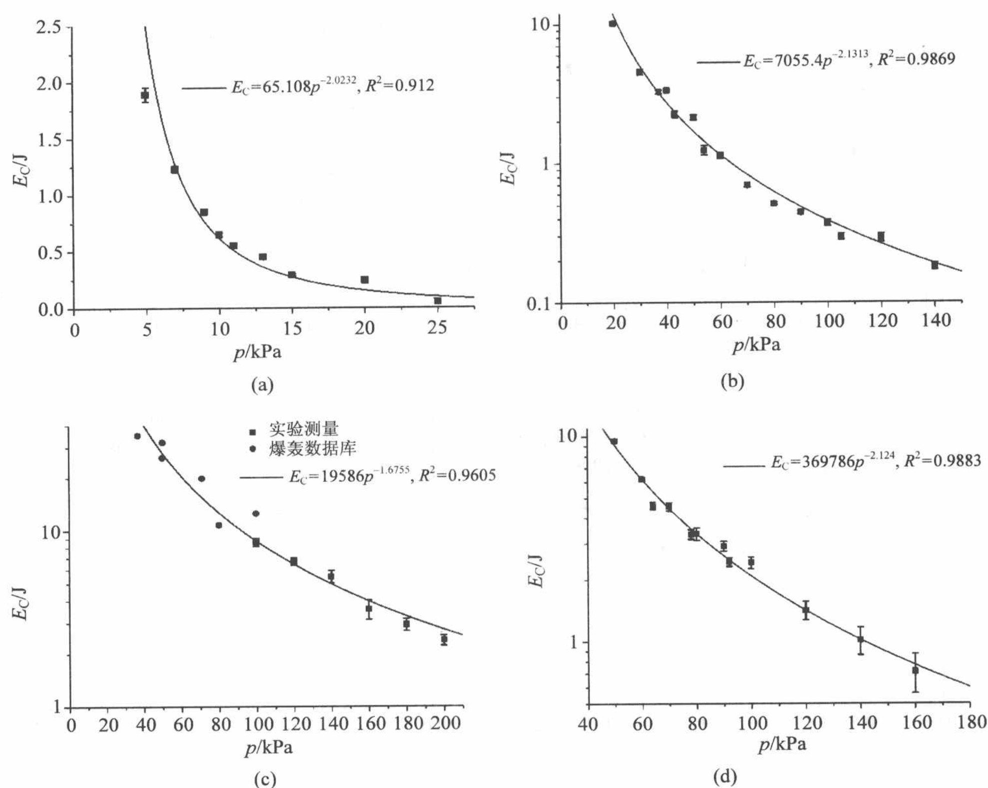


图 9.4　(a) C_2H_2-2.5O_2、(b) C_2H_4-3O_2、(c) 2H_2-O_2、(d) C_3H_8-5O_2 在各初始压力下的临界能量实验值及拟合曲线

2. 当量比与临界起爆能量

实验测定几种碳氢燃料与氧气混合气体(C_2H_2-O_2、C_2H_4-O_2、H_2-O_2 和 C_3H_8-O_2)在不同组分混合时的临界能量，如图 9.5 所示。由于 C_2H_2-O_2 混合气体常压下在极小的点火能量作用下即可形成爆轰，临界能量为 10^{-3}~10^{-2}J 数量级，为保证实验测量的精确性，选取 10kPa 为初始压力，其余物质的初始压力都为常压。图 9.5(c) 中，H_2-O_2 混合气体的临界能量数据来自于 Litchfield 等[6]测量，其余都是通过本文测量所得。

通过图 9.5(b)和(c)中本文的数据与 Matsui 和 Lee[7]的数据对比发现，两者得出的临界能量与当量比的趋势关系相类似，但在相同条件下，本文所测的结果略大于 Lee 的数据，这是由于 Lee 等的数据是通过结合爆轰临界管径测量数据和做功模型计算得出的理论值，故和本文的直接测量的数据有差异。

图 9.5 表明，临界能量与当量比呈“U”形关系，H_2-O_2 混合气体在φ=0.9 左右时临界能量最小，其余各物质的临界起爆能的最小值偏向于富燃料一侧。

图 9.5　(a)C_2H_2-O_2、(b) C_2H_4-O_2、(c) H_2-O_2、(d) C_3H_8-O_2 在不同当量比下的临界起爆能量

3. 氧含量与临界起爆能量

选取乙炔与不同浓度的氧气组成的混合气体，即 C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-4O_2，并测定各混合气体在不同初始压力下的临界起爆能量，结果如图 9.6 所示。

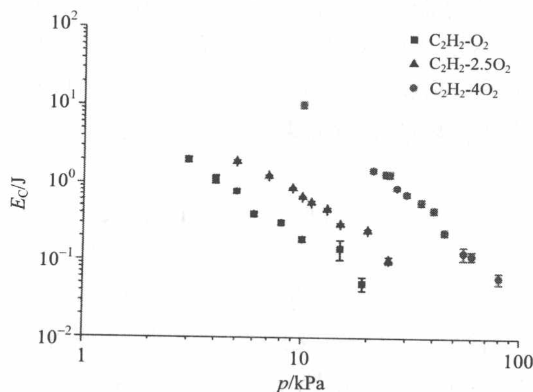


图 9.6　C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-4O_2 混合气体不同压力下的临界起爆能量

通过图 9.6 实验结果可知，混合气体的含氧量对临界起爆能量影响显著。对于以上三种混合气体，在相同压力下，等物质的量混合的 C_2H_2-O_2 临界起爆能量最小，随着氧气浓度的增加，临界起爆能量也相应提高。

4. 氩气稀释浓度与临界起爆能量

对理论配比的 C_2H_2-O_2 混合气体加入不同体积浓度的 Ar，稀释浓度分别为 50%、65%和 70%。并分别测定各混合气体在不同压力下的临界能量，如图 9.7 所示。

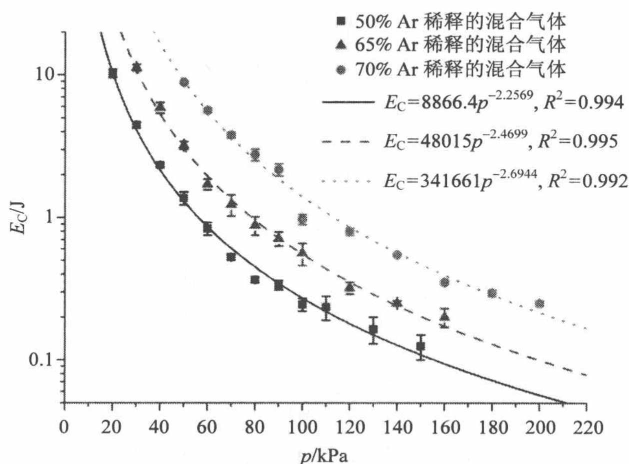


图 9.7　C_2H_2-2.5O_2 加入 50%、65%、70%体积浓度氩气混合气体在不同压力时的临界起爆能量

由图 9.7 可知，在相同的初始压力下，氩气稀释浓度越高，其混合气体的临界起爆能量也越高，因此可得出理论配比 C_2H_2-O_2 混合气体随着 Ar 稀释浓度的增加，临界能量显著提高。

9.2.3　高浓度氩气稀释对临界能量的影响分析

在所有影响临界起爆能量的因素中，由于高浓度的氩气稀释极大地提高了物质的临界起爆能量，所以可降低物质的爆轰敏感性。这对于工业生产中预防可燃气体的直接起爆具有重要的意义。故选取 C_2H_2-2.5O_2-Ar 混合气体，重点分析氩气稀释对临界起爆能量的影响以及爆轰波的结构和传播特点。

1. 稳定爆轰波的 ZND 结构

通过对高浓度氩气稀释后的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体胞格的测定发现，爆轰胞格

仍然具有胞状结构并且非常规则，这与 C_2H_2-2.5O_2 混合气体中胞格的形状完全不同。这是由于高浓度氩气稀释使爆轰波在物质中传播变得稳定，并且具有典型的一维稳定 ZND 模型结构，如图 9.8 所示。在该模型中紧随冲击波之后的是诱导区，由冲击波绝热压缩作用后分子热扩散产生的活性基团组成。如果基团的浓度足够高，反应物通过支链连锁反应迅速转化为爆炸产物。C_2H_2-2.5O_2 混合气体在高浓度氩气稀释以后反应产物单位体积的能量下降，因此 CJ 爆轰速度下降，导致前导冲击波温度降低的同时，也使化学反应时间增长。

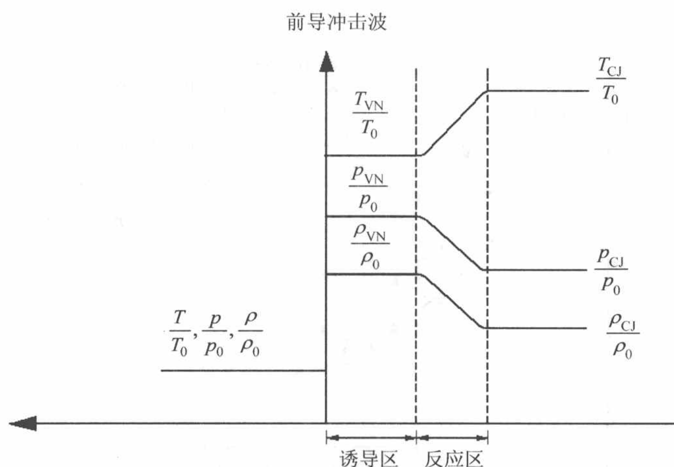


图 9.8　一维稳定 ZND 爆轰结构模型

计算 ZND 爆轰结构中的诱导区长度需使用化学动力机制，而对 C_2H_2-2.5O_2-Ar 混合气体，所使用的化学动力机制为 25 步详细基元反应和在此基础上简化的 7 步化学反应。

2. 乙炔-氧气 25 步详细基元反应

乙炔-氧气反应的 25 步详细化学动力机制[8]，如表 9.3 所示。C_2H_2-O_2 爆轰以 $k = BT^n e^{-E/RT}$ 反应的化学动力机制，各单位分别为：mol、cm^3、K 和 kJ/mol。

3. 乙炔氧气 7 步简化基元反应

Varatharajan 和 Williams[8]基于以上 25 步详细基元反应，得出简化的乙炔氧气爆轰 7 步化学反应机制。7 步化学反应机制的本质是去除爆轰过程中高温状态下不会发生的化学反应，利用对稳定状态和局部平衡的近似来进一步简化化学动力机理。7 步反应中包括了导致起爆的 4 个重要步骤(式 9.2~9.5)，以及描述起爆过后的放热阶段中基团重新整合形成爆轰产物的 3 个步骤(式 9.6~9.8)。

表 9.3　C_2H_2-O_2 混合气体爆轰 25 步详细基元反应[8]

序号	反应	*B*	*n*	*E*
		氢氧支链反应		
1	$H+O_2 \longrightarrow OH+O$	3.52×10^{16}	−0.70	71.4
2	$OH+O \longrightarrow H+O_2$	1.15×10^{14}	−0.32	−0.7
3	$OH+H_2 \longrightarrow H_2O+H$	1.17×10^{9}	1.30	15.2
4	$O+H_2O \longrightarrow 2OH$	7.60×10^{0}	3.84	53.5
5	$2OH \longrightarrow O+H_2O$	2.45×10^{-1}	3.97	−19.0
		氢过氧自由基的形成和分解反应		
6[a]	$H+O_2+M \longrightarrow HO_2+M$	6.76×10^{19}	−1.40	0.0
7	$HO_2+H \longrightarrow 2OH$	1.70×10^{14}	0.00	3.7
8	$HO_2+H \longrightarrow H_2+O_2$	4.28×10^{13}	0.00	5.9
9	$HO_2+OH \longrightarrow H_2O+O_2$	2.89×10^{13}	0.00	−2.1
		直接重组反应		
10[a]	$H+OH+M \longrightarrow H_2O+M$	2.20×10^{22}	−2.00	0.0
11[a]	$H_2O+M \longrightarrow H+OH+M$	2.18×10^{23}	−1.93	499.0
		一氧化碳反应		
12	$CO+OH \longrightarrow CO_2+H$	4.40×10^{6}	1.50	−3.1
13	$CO_2+H \longrightarrow CO+OH$	4.97×10^{8}	1.50	89.7
		初始反应和燃料反应		
14	$C_2H_2+O_2 \longrightarrow CH_2O+CO$	4.60×10^{15}	−0.54	188.0
15	$C_2H_2+O \longrightarrow HCCO+H$	4.00×10^{14}	0.00	44.6
16	$C_2H_2+OH \rightarrow CH_2CO+H$	1.90×10^{7}	1.70	4.2
		乙烯酮反应		
17	$CH_2CO+O \longrightarrow HCCO+OH$	1.00×10^{13}	0.00	8.4
18	$CH_2CO+H \longrightarrow CH_3+CO$	1.11×10^{7}	2.00	8.4
19	$HCCO+O_2 \longrightarrow 2CO+OH$	2.88×10^{7}	1.70	4.2
		甲醛、甲酰和甲基反应		
20[b]	$CH_2O+M \longrightarrow CHO+H+M$	6.26×10^{16}	0.00	326.0
21	$CH_2O+H \longrightarrow CHO+H_2$	1.26×10^{8}	1.62	9.1
22	$CH_2O+OH \longrightarrow CHO+H_2O$	3.90×10^{10}	0.89	1.7
23[c]	$CHO+M \longrightarrow CO+H+M$	1.86×10^{17}	−1.00	71.1
24	$CHO+H \longrightarrow CO+H_2$	1.00×10^{14}	0.00	0.0
25	$CH_3+O \longrightarrow CH_2O+H$	8.43×10^{13}	0.00	0.0

a 伴随效率: CO,1.9; CO_2,3.8; H_2,2.5;H_2O,12.0; 其他, 1.0。

b 伴随效率: 系数同上，除 H_2O,16.3。

c 伴随效率: CO,2.5; CO_2,2.5; H_2,1.9; H_2O,12.0; 其他, 1.0。



$$C_2H_2 + O_2 \longrightarrow CH_2O + CO \tag{9.2}$$



$$CH_2O \longrightarrow CO + 2H \tag{9.3}$$



$$C_2H_2 + OH \longrightarrow CH_2CO + H \tag{9.4}$$



$$C_2H_2 + 2O_2 \longrightarrow 2CO + 2OH \tag{9.5}$$



$$2H + O_2 \longrightarrow H_2O + O \tag{9.6}$$



$$CH_2CO + O + O_2 \longrightarrow 2OH + 2CO \tag{9.7}$$



$$CO + OH \longrightarrow CO_2 + H \tag{9.8}$$

4. 临界能量与 ZND 诱导区长度

Zeldovich 等[1]早期对爆轰波研究曾提出理想的爆轰波具有稳定一维 ZND 结构，爆轰波如果能自持传播就必须满足：当爆炸波衰减为 CJ 状态时，爆炸波的半径必须至少约为诱导区的长度。并提出临界起爆能(E_C)与 ZND 诱导区长度(Δ_I)的三次方成正比关系，ZND 诱导区长度通过 Chemkin 程序[9]和基于以上化学反应机制的 Konnov[10]化学反应动力学原理计算得出，即 $E_C \sim \Delta_I$。因此，C_2H_2-O_2-Ar 各混合气体临界起爆能量与诱导区长度三次方之间的关系如图 9.9 所示。

由图 9.9 可知，对于 C_2H_2-O_2、C_2H_2-4O_2 和 C_2H_2-2.5O_2 混合气体甚至加入 50% 体积浓度氩气稀释的混合气体，临界起爆能量与 ZND 诱导区三次方之间是 $E_C=(\Delta_I^3)^\alpha$ 的乘幂关系，成非线性关系；而 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体，临界起爆能量与诱导区三次方之间的参量关系非常接近线性，即 $E_C = 7.2\times10^5 \Delta_I^3$。

C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体中诱导区长度的变化与初始压力之间的函数拟合关系为

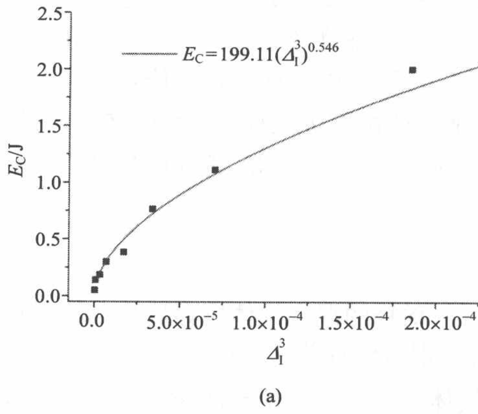
$$\Delta_I[\text{mm}] = a\cdot\left(p_0[\text{kPa}]\right)^b \tag{9.9}$$

式中，$a = 2.3215$; $b = -1.127$。

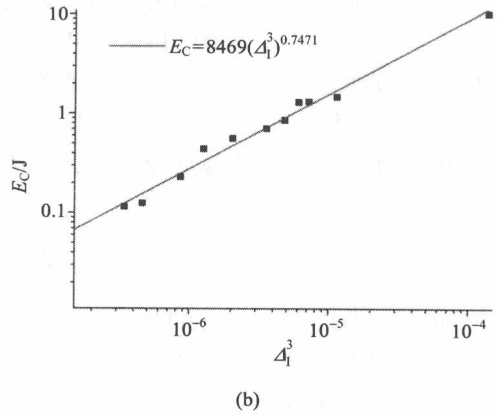
而对于未稀释的乙炔氧气混合气体，诱导区长度的变化与初始压力之间的函数拟合关系为

$$\Delta_I[\text{mm}] = a\cdot\left(p_0[\text{kPa}]\right)^b \tag{9.10}$$

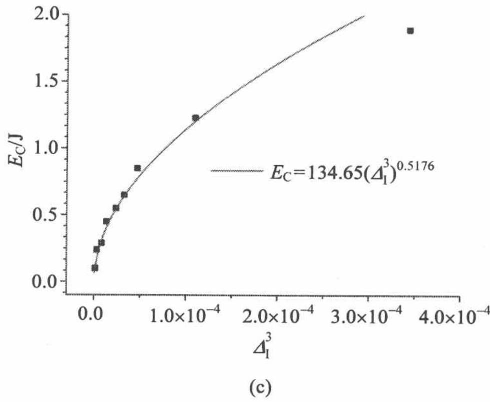
式中，$a = 0.4318$; $b = -1.1294$。



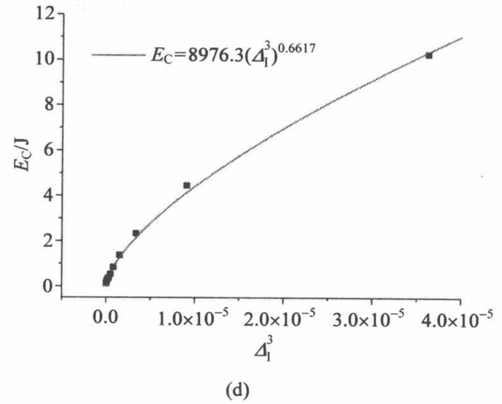
(a)



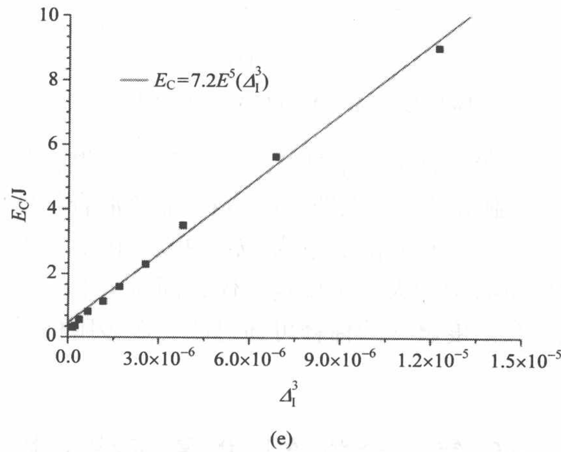
(b)



(c)



(d)



(e)

图 9.9　(a) C_2H_2-O_2、(b) C_2H_2-4O_2、(c) C_2H_2-2.5O_2、(d) C_2H_2-2.5O_2-50%Ar、(e) C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 临界起爆能量与诱导区三次方之间的关系

高浓度氩气稀释与未稀释混合气体初始压力与 ZND 诱导区长度之间的关系如图 9.10 所示。由图 9.10 可知，C_2H_2-2.5O_2加入高浓度的氩气稀释后，诱导区长度增大程度明显，增幅约为一个数量级，这是由于 ZND 诱导区长度依赖于化学动力学的参数，加入高浓度的氩气，混合气体的基团浓度极大提高，因此 ZND 诱导区长度增加[11]。由一维爆轰 ZND 模型可知，胞格尺寸与 ZND 诱导区长度之间的参量关系为

$$\lambda = A\Delta_{\mathrm{I}} \tag{9.11}$$

如果不考虑初始压力的影响，高浓度氩气稀释的混合气体爆轰胞格与诱导区长度之间的关系分别为：$\lambda = 49\Delta_{\mathrm{I}}$，而未稀释混合气体为$\lambda = 43.8\Delta_{\mathrm{I}}$。由此可见，未稀释混合气体 A 值比高浓度氩气稀释的气体略小，但是诱导区长度具有数量级的差异，导致爆轰胞格远小于稀释气体。

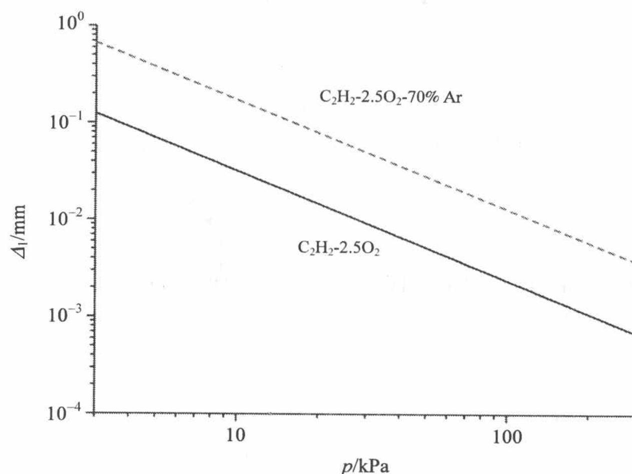


图 9.10 C_2H_2-2.5O_2气体与C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 气体诱导区长度与初始压力的关系

同时，Carnasciali 等[12]的研究表明，对于气体碳氢燃料与氧气混合气体，爆轰直径约为 13 倍爆轰胞格尺寸，也即 d_C=13λ。而该混合气体中加入高浓度的氩气稀释后，爆轰直径与胞格尺寸的关系为 $d_C \approx 30\lambda$。因此，如果要通过直接起爆形成爆轰，其起爆能量必须远大于不稳定气体，同时由 Lee 的表面积能量模型可知，E_C~d_C^3。因此，高浓度氩气的稀释可通过改变爆轰胞格尺寸和爆轰直径从而极大提高临界起爆能量。

9.3 可燃气体与氧气混合物临界能量规律分析

9.2 节中，已经对几种燃料(如 C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8 和 H_2)与氧气混合气体在不

同初始条件(如初始压力、当量比、氧含量和氩气稀释)下的球形爆轰临界起爆能量进行实验测定，通过临界起爆能量的进一步分析，可得出临界能量的本质特点与规律性质。

9.3.1　临界起爆能量的比例分析

1. 爆炸长度

Lee 等[2, 13]提出的爆炸长度(R_0)依赖于临界起爆能量，是描述起爆源能量分布的特征参数，并且通过公式计算得到，即

$$R_0 = (E_C / p_0)^{1/3} \tag{9.12}$$

式中，E_C为临界起爆能量；p_0为初始压力。

由式(9.12)可见，如果已知某初始压力下的临界起爆能量，就可定量计算其爆炸长度 R_0，因此爆炸长度是临界起爆能量的另一种表达形式。

2. 爆炸长度与胞格尺寸

C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8、H_2分别与氧气混合气体，在不同初始压力下的爆轰胞格尺寸可由爆轰数据库[14]查询得出，而 C_2H_2-2.5O_2-50%Ar 混合气体的胞格由文献[15]得到，并据此得出拟合曲线，如表 9.4 所示。

表 9.4　爆轰胞格尺寸与初始压力之间的拟合关系 λ[mm]=$C(P_0$[kPa]$)^{-\alpha}$

混合气体	C	α
C_2H_2-O_2	9.2382	0.9625
C_2H_2-2.5O_2	26.262	1.1889
C_2H_2-4O_2	54.967	1.1656
C_2H_4-3O_2	56.458	0.9736
C_3H_8-5O_2	186.55	1.1729
H_2-O_2	181.45	1.0414
C_2H_2-2.5O_2-50%Ar[15]	61.5	1.12
C_2H_2-2.5O_2-65%Ar[15]	93.1	1.20
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar[15]	113.8	1.20

把压力作为中间参数，联立爆炸长度与胞格尺寸，对于未用氩气稀释的混合气体，得出两者之间关系如图 9.11(a)所示。由图 9.11(a)可知，氩气未稀释的混合气体，爆炸长度与胞格尺寸之间为线性关系，即 R_0=26λ(决定系数 R^2=0.844，最大误差为 39.05%)，并且该关系式对图 9.11(a)中所有不同混合气体都普遍适用。

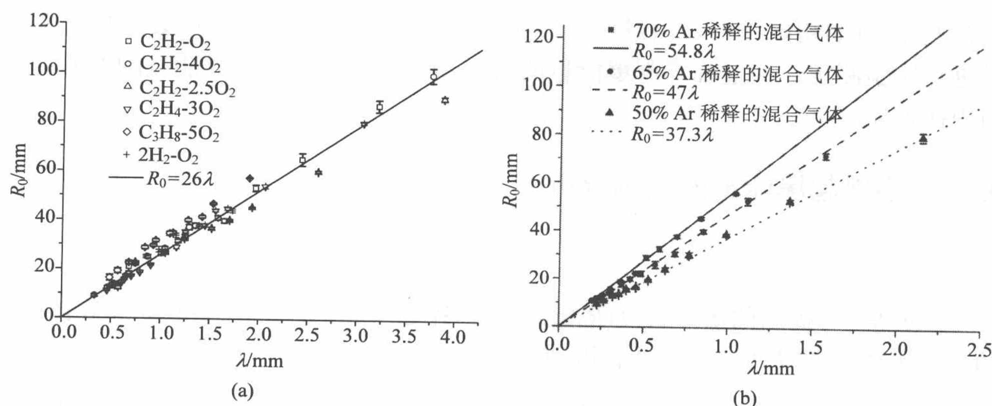


图 9.11 氩气未稀释的混合气体爆炸长度与胞格的关系图(a)及不同浓度氩气稀释的混合气体爆炸长度与胞格的关系图(b)

对于 C_2H_2-2.5O_2 混合气体加入不同浓度的氩气，爆炸长度与爆轰胞格之间仍为线性关系，但是比例系数不再为 26，而是随着氩气稀释浓度的不同而改变，如图 9.11(b)所示。

图 9.11(b)表明，加入浓度为 50%的氩气稀释，爆炸长度与胞格尺寸之间比例系数为 37.3；加入 65%和 70%的氩气后的混合气体，其比例系数分别为 47 和 54.8。

3. 爆炸长度与诱导区长度

对于高浓度氩气稀释的混合气体，爆轰波传播相对稳定，不稳定性在爆轰传播过程中作用极小，并且化学反应区为 ZND 分段层状结构，因此对于该混合气体，爆炸长度应与诱导区长度联立，如图 9.12 所示。图 9.12 表明，对于不同浓度稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体，爆炸长度与诱导区长度之间关系为线性，即 $R_0=2320\Delta_I$(决定系数 $R^2=0.998$，最大误差为 20.48%)。

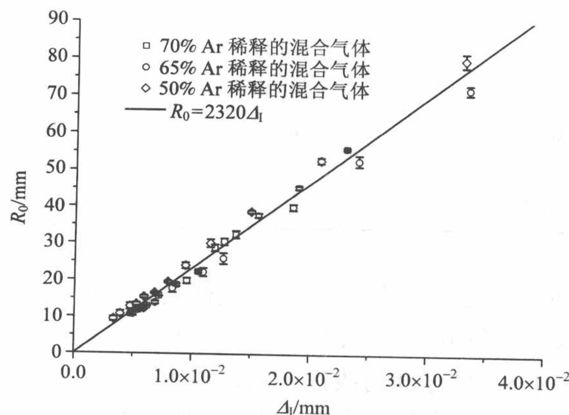


图 9.12 不同浓度氩气稀释的 C_2H_2-2.5O_2 混合气体爆炸长度与诱导区长度关系图

图9.13是氩气未稀释的各混合气体爆炸长度与诱导区长度关系图。由图可知，对于未稀释的混合气体，虽然爆炸长度与诱导区长度之间仍为线性关系，但两者之间的比例系数随着混合气体种类不同而各异，明显不同于图9.12中经氩气稀释的混合气体。由此亦证明，氩气稀释和未稀释的混合气体中，爆轰的结构与传播机理截然不同。

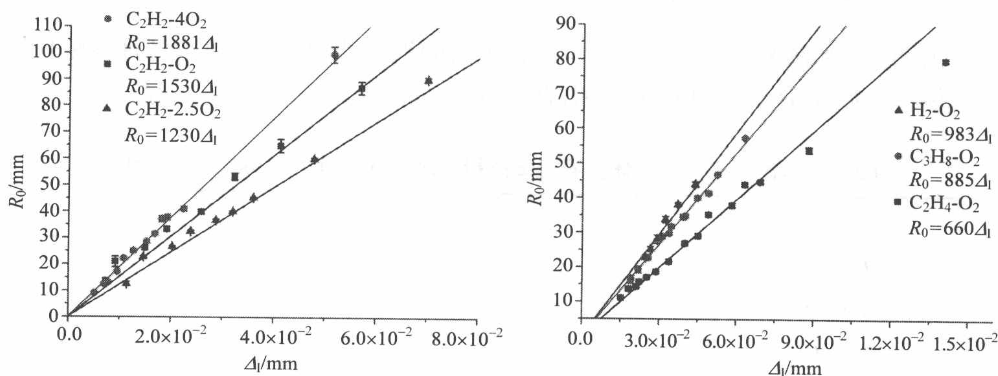


图9.13 氩气未稀释的混合气体爆炸长度与诱导区长度关系图

9.3.2 爆轰敏感度分析

爆轰敏感度 D_H 是无量纲参数，为常压下各物质的临界能量与标准能量的定量比值。其值越大，则越不容易形成爆轰。爆轰敏感度也是判断某种爆炸性混合气体爆轰难易程度的定性指标。

1. 爆轰敏感度计算方法

通过测定几种燃料(C_2H_2、C_2H_4、C_3H_8和H_2)与氧气的混合气体的临界起爆能量，发现各种物质都为理论配比时，在相同初始压力下，C_2H_2-O_2混合气体的临界能量最小，表明该物质最容易形成爆轰，故以此为标准临界能量。D_H表达式如下[7]：

$$D_H=\frac{E_C(\text{燃料氧气混合气体})}{E_C(\text{理论配比乙炔氧气混合气体})} \tag{9.13}$$

在Matsui和Lee[7]的研究中，理论配比的C_2H_2-O_2在常压下的临界能量为$E_C=3.83\times10^{-4}$J，并以此作为基准，计算其他物质的临界能量与其的比值得出爆轰敏感度，该方法也被杨立中等[16]运用。由于$E_C=3.83\times10^{-4}$J并非实验直接测量，其可靠性值得商榷。同时，由于标准临界能量对于判断相对敏感度极为重要，所以如何确定理论配比C_2H_2-O_2混合气体在常压下的临界能量最为关键。

另外，通过图 9.4(a)中的拟合曲线，得出理论配比 C_2H_2-O_2 混合气体在 100kPa 时的临界起爆能量为 E_C=5.85×10^{-3}J，该结果与 Litchfied 等[17]得出的 E_C=10×10^{-3}J 和 Zeldovich 等[1]得出的 E_C=5.9×10^{-3}J 比较接近，证明了通过本文的实验测量及拟合曲线的插值法而得出的标准临界能量比较可信。

2. 爆轰敏感度对比结果

由图 9.4 和图 9.7 中临界能量与初始压力的拟合曲线，计算得出各理论配比混合气体在初始压力为 100kPa 时的临界能量，并得出爆轰敏感度，如表 9.5 所示。

表 9.5 各理论配比混合气体临界起爆能量和爆轰敏感度(p_0=100kPa, T=298K)

混合气体	E_C/J	D_H
C_2H_2-O_2	0.00585	1
C_2H_4-O_2	0.385	65.9
C_3H_8-O_2	2.089	357.1
H_2-O_2	8.729	1492.1
C_2H_2-O_2-50%Ar	0.272	46.5
C_2H_2-O_2-65%Ar	0.552	94.4
C_2H_2-O_2-70%Ar	1.396	238.6

由表 9.5 可得出，理论配比的各物质的爆轰敏感度从小到大依次为 C_2H_2-O_2、C_2H_2-O_2-50%Ar、C_2H_4-O_2、C_2H_2-O_2-65%Ar、C_2H_2-O_2-70%Ar、C_3H_8-O_2 和 H_2-O_2。换言之，在初始条件相同的条件下，C_2H_2-O_2 最容易形成爆轰，而最不易形成爆轰的是 H_2-O_2 混合气体。

表 9.5 同时表明，在初始压力 100kPa 时，C_2H_4-O_2 混合气体的 D_H 值约为基准的 66 倍，而 C_3H_8-O_2 则约为基准的 350 倍。由此可见，虽同为碳氢燃料，但是非同族物质爆轰敏感度有数量级的差异；随着 C_2H_2-O_2 中加入的氩气浓度的提高，物质形成爆轰的难度增大，氩气稀释浓度为 50%、65%和 70%时，D_H 值分别为 46.5、94.4 和 238.6；在所有的物质中，H_2-O_2 的 D_H 值最大，约为 1500，因此该物质相对较难形成爆轰。

9.4 可燃气体和一氧化二氮混合物直接起爆临界能量及规律分析

一氧化二氮(N_2O)在常温下相对不容易和其他物质发生反应。由于其具有麻醉作用，在医学中被广泛应用，并且一氧化二氮具有良好的燃烧性质，在火箭推进

的研究中被用做氧化剂和冷却推进剂材料。而 H_2 是一种燃烧性能良好的清洁能源，对于 H_2 的爆炸特性国内外进行了广泛的研究[18-32]。H_2-N_2O 混合气体是一种良好的宇航推进剂材料，但到目前为止，虽然对一氧化二氮与常见燃料(如氢气、乙炔等)爆轰特性进行了部分研究，但直接起爆临界能量的数据非常有限。因此通过测定一氧化二氮混合气体直接起爆的临界能量，并且与氧气作为氧化剂的混合气体的临界能量对比，可分析其爆轰敏感度差异，从而提高使用危险物质的安全性，并能深入氢气能源方面的研究。

9.4.1 H_2-N_2O/O_2-Ar 直接起爆临界能量

1. 测试气体及初始条件

在实验中，所使用的物质为 H_2-N_2O 混合气体，其初始状态为：①理论配比的混合气体初始压力为 70~200kPa；②常压(100kPa)下，当量比为 0.5~1.2；③常压下，氩气稀释最高稀释浓度为 30%。同时，使用相同初始状态的 H_2-O_2 混合气体来对比两者的临界起爆能量。

2. 化学动力机制模型

为了进行化学平衡计算和动力学分析，ZND 爆轰模型中的参数通过 Chemkin 程序[9]计算得到。对于 H_2-N_2O-Ar 混合气体，所使用的化学反应机制来自于 Mével 等[33]，是通过对 Konnov[10]和 Mueller 等[34, 35]的化学反应机制改进得到的。该反应机制包括 203 步反应步骤和 32 类化学反应物，其中 $N_2O+O = 2NO$ 和 $N_2O+O = N_2+O_2$ 的反应速率是引用文献[36]。同时该机制被证明可以应用在研究 H_2-N_2O-Ar 混合气体燃烧的基本问题中，如激波管延迟时间、火焰加速等。

Mével 等[37]得出 H_2-N_2O-Ar 混合气体的 203 步化学反应步骤中重要的 7 步反应：



$$O + H_2 = H + OH \tag{9.14}$$



$$OH + H_2 = H_2O + H \tag{9.15}$$



$$OH + H + M = H_2O + M \tag{9.16}$$



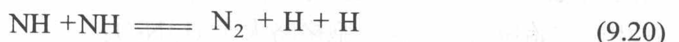
$$N_2O(+M) = N_2 + O(+M) \tag{9.17}$$



$$N_2O + H = N_2 + OH \tag{9.18}$$



$$NH + NO = N_2O + H \tag{9.19}$$



$$NH + NH = N_2 + H + H \tag{9.20}$$

通过对 H_2-N_2O-Ar 混合气体 7 步化学反应步骤的分析可知，反应式(9.19)和反应式(9.20)所产生的 H 原子决定着反应式(9.18)的进程，如果去除反应式(9.19)和式(9.20)并且适当降低式(9.18)的反应速率则可对反应过程进一步简化。Davidenko 等[38]研究表明，如果把式(9.18)的反应速率降低 45%则可补偿去除反应(9.19)式和式(9.20)中 NH 和 NO 两种基团的影响，最终式(9.14)~(9.18)在 H_2-N_2O-Ar 混合气体的化学反应中起主导作用。

对于 H_2-O_2 混合气体，所使用的反应机理来自 Li 等[39]的综合性化学动力机制，该机制是在 Mueller 等[35]的基础上进行改进，其中最主要的改进是重新定义了支链反应 $H+O_2 \longrightarrow O+OH$ 和支链终止反应 $H+O_2+M \longrightarrow HO_2+M$ 的反应速率，该反应机理包括 19 个可逆基元反应，并在氢氧混合气体爆轰特性研究[31]中已经被证明可运用。

3. H_2-N_2O-Ar 和 H_2-O_2-Ar 临界起爆能量的对比

1) H_2-N_2O 和 H_2-O_2 不同初始压力下的临界起爆能量

图 9.14 是理论配比的 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同初始压力下的临界起爆能量。通过两种混合气体的对比发现，在相同初始压力下，H_2-O_2 临界起爆能量都要高于 H_2-N_2O，如压力为 100kPa 时，H_2-N_2O 临界起爆能量为 3.98~4.46J，而 H_2-O_2 临界起爆能量本实验所测为 9.05~10.12J，Zitoun 等[5]所测的为 12.5J。

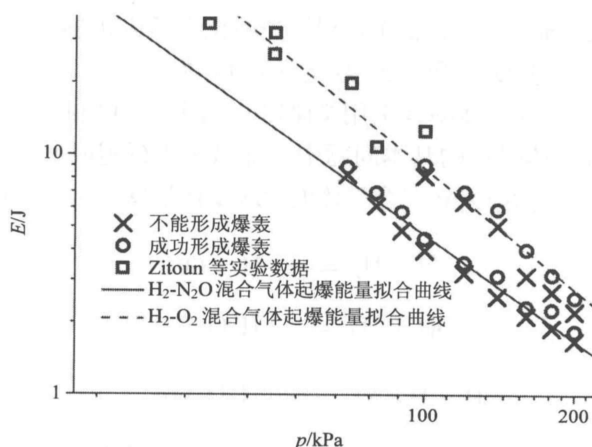


图 9.14 理论配比的 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同初始压力下的临界起爆能量

图 9.15 是 CALTECH 爆轰数据库中收录的两种混合气体在不同初始压力下的爆轰胞格，其中胞格的数据分别来自于 Denisov 和 Troshin[40]，Lee 和 Matsui[41]及 Manzhalei 等[42]。由图 9.15 可知，虽然测量胞格时存在一定的误差，但总体来看，在相同初始压力下 H_2-O_2 胞格略大于 H_2-N_2O。

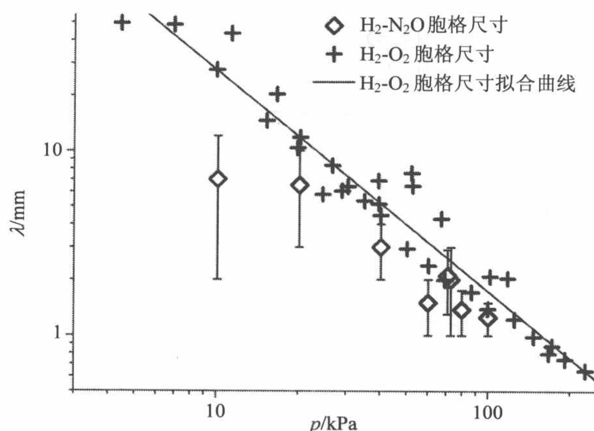


图 9.15　H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同初始压力下的爆轰胞格

为了进一步分析其原因，对诱导区长度和爆轰敏感性参数 χ 进行分析。χ 的表达式为[31, 43]

$$\chi = \varepsilon_{\mathrm{I}} \frac{\Delta_{\mathrm{I}}}{\Delta_{\mathrm{R}}} = \varepsilon_{\mathrm{I}} \Delta_{\mathrm{I}} \frac{\dot{\sigma}_{\max}}{u'_{\mathrm{CJ}}} \tag{9.21}$$

式中，ε_{I}、Δ_{R}、$\dot{\sigma}_{\max}$ 和 u'_{CJ} 分别表示在诱导区中的活化能、化学反应区域长度、最大放热速率以及质点的 CJ 速度。

图 9.16 和图 9.17 分别是两种混合气体在不同初始压力下，诱导区长度和爆轰敏感性参数 χ 的变化趋势。结果显示，随着压力的变化，两种混合气体诱导区长度非常接近，但 H_2-N_2O 的爆轰敏感性参数 χ 在相同压力下几乎是 H_2-O_2 的两倍，因此 H_2-N_2O 中爆轰更不稳定是导致其临界起爆能量较小的主要原因。

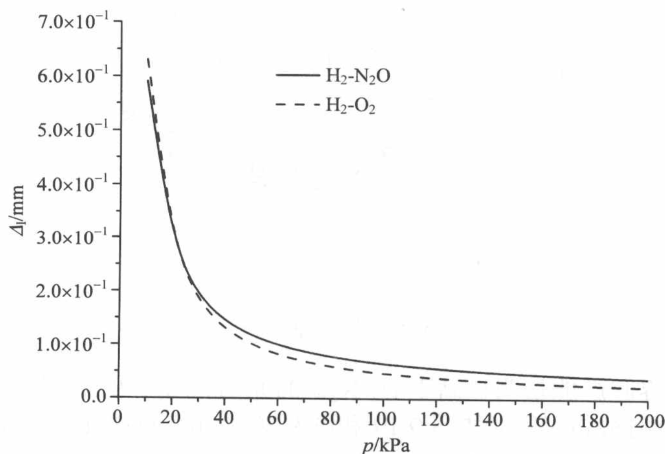


图 9.16　H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同初始压力下的诱导区长度

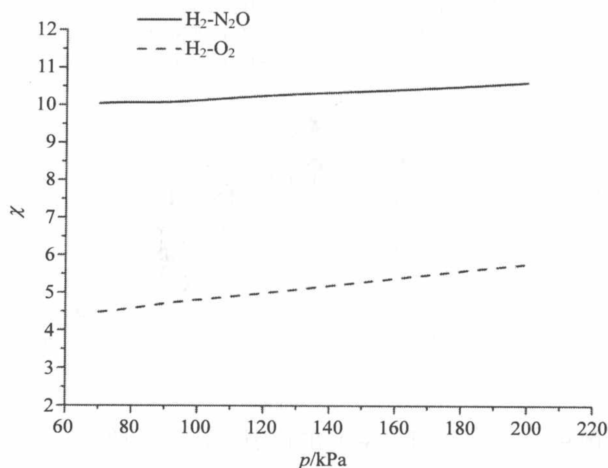


图 9.17　H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同初始压力下的爆轰敏感性参数 χ

2) H_2-N_2O 和 H_2-O_2 不同当量比时的临界起爆能量

图 9.18 是常压下 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同当量比条件下的临界起爆能量，其中 H_2-O_2 临界起爆能量的数据来自于 Litchfield 等[17]。H_2-N_2O 和 H_2-O_2 临界起爆能量与当量比的关系都呈“U”形，并且最小值都是位于 $\varphi = 0.8$ 附近，但在相同当量比的条件下，H_2-O_2 临界起爆能量明显高于 H_2-N_2O。

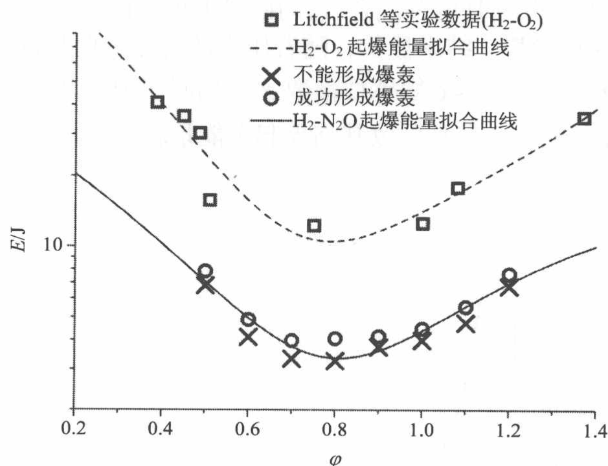


图 9.18　常压下 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同当量比条件下的临界起爆能量($p_0 = 100$ kPa)

H_2-O_2 临界起爆能量明显高于 H_2-N_2O 的原因，同样可从诱导区和爆轰稳定参数 χ 的角度进行分析，分别如图 9.19 和图 9.20 所示。两种混合气体爆轰诱导区长度随着当量比的变化都存在最小值，但是由于 H_2-N_2O 爆轰稳定参数 χ 的值明显

大于 H_2-O_2，因此临界起爆能量较低。

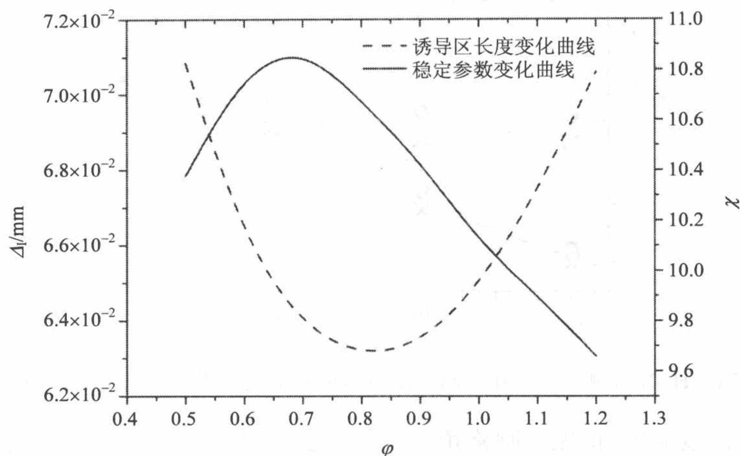


图 9.19　H_2-N_2O 不同当量比时诱导区长度和爆轰稳定性参数χ

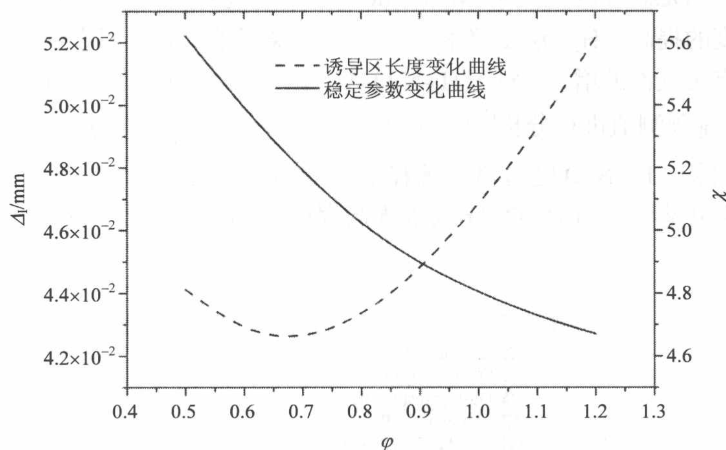


图 9.20　H_2-O_2 不同当量比时诱导区长度和爆轰稳定性参数χ

3) H_2-N_2O 和 H_2-O_2 不同浓度氩气稀释下的临界起爆能量

图 9.21 是常压下理论配比的 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同浓度氩气稀释下的临界起爆能量。虽然没有氩气稀释时 H_2-O_2 的临界起爆能量高于 H_2-N_2O，但随着氩气稀释浓度的提高，H_2-O_2-Ar 临界起爆能量增长速度比较缓慢，而 H_2-N_2O-Ar 的临界起爆能量增长速度极为迅速，在 20%Ar 稀释时出现了交叉点，当氩气稀释浓度大于 20%时，H_2-N_2O-Ar 的临界起爆能量要大于 H_2-O_2-Ar。

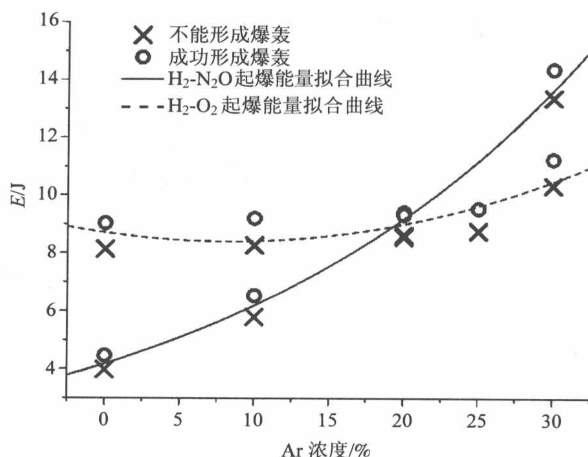


图 9.21 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同浓度氩气稀释下的临界起爆能量(p_0=100kPa)

为了解释该现象，首先从胞格角度进行分析。图 9.22 是 H_2-N_2O-Ar 和 H_2-O_2-Ar 胞格随着氩气稀释浓度的变化关系。对于 H_2-O_2-Ar，胞格的理论预测值基于 Ng 模型[31, 43]和 Li 等[39]的化学动力学机制计算得出，实验数据来自于 Kumar[44]、Denisov 等[40]、Desbordes 等[45]和 Manzhalei 等[42]，实验值和理论预测值都表明随着氩气稀释浓度的提高，H_2-O_2-Ar 胞格尺寸大小会缓慢地上升，但直到氩气稀释浓度达 70%时才有突跃性的增长。对于 H_2-N_2O-Ar，由于没有胞格尺寸的实验值，因此只能利用$\lambda=A\cdot\Delta_I$预测值进行分析[32]，其中 $A=25.68\varphi^{-0.112}(1-X_{Ar})^{-1.23}(p_1/p_0)^{0.016}$。从预测曲线可知，$H_2$-$N_2O$ 随着氩气稀释浓度的增加，胞格尺寸的增长速度明显大于 H_2-O_2，这也是导致 H_2-N_2O-Ar 的临界起爆能量的增长速度大于 H_2-O_2-Ar 的主要原因。

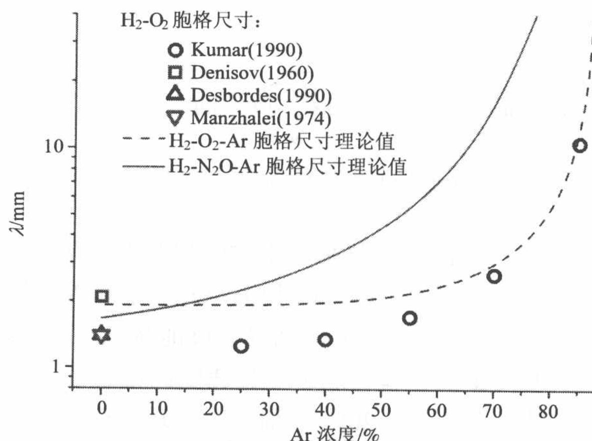


图 9.22 H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同浓度的氩气稀释下爆轰胞格尺寸(p_0=100kPa)

另外，从爆轰诱导区长度和爆轰敏感性参数进行分析，如图 9.23 和 9.24 所示。由图 9.23 可知，随着氩气稀释浓度的提高，H_2-N_2O 诱导区长度总体大于 H_2-O_2。但图 9.24 表明，没有氩气稀释时，H_2-N_2O 由于χ比较大，爆轰更加不稳定，但随着氩气稀释浓度的提高，H_2-N_2O 的χ衰减的速度明显大于 H_2-O_2，导致临界起爆能量的增长也快于 H_2-O_2。当两者的爆轰敏感性参数χ逐渐接近，而 H_2-N_2O 的诱导区长度较大，这就导致两种物质的临界起爆能量在氩气稀释浓度为 20%时有交叉点。

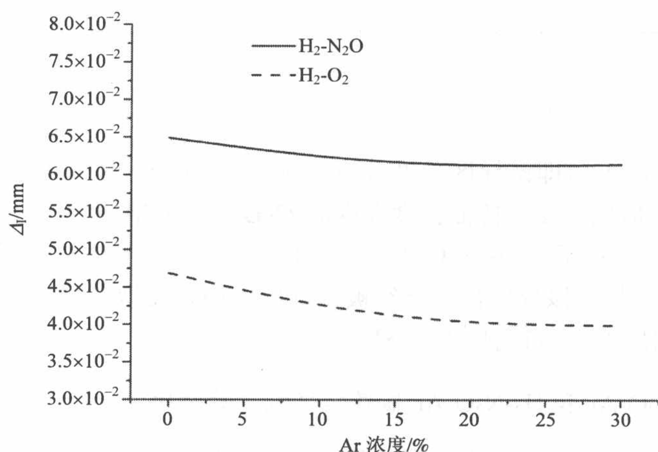


图 9.23　H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同浓度的氩气稀释下诱导区长度(p_0=100kPa)

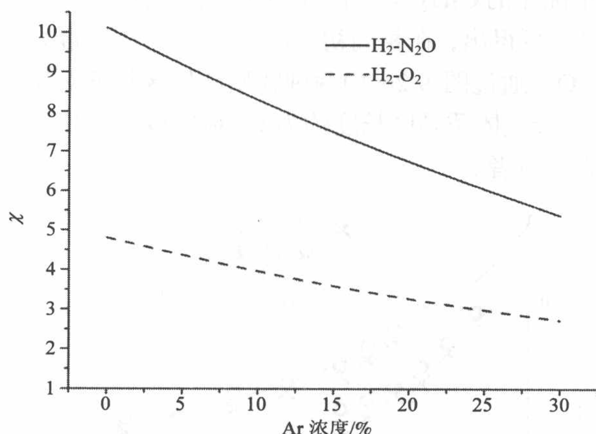


图 9.24　H_2-N_2O 和 H_2-O_2 在不同浓度的氩气稀释下爆轰稳定性参数χ (p_0=100kPa)

9.4.2　C_2H_2-N_2O-Ar 直接起爆临界能量

1. 测试气体及初始条件

实验测定 C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体直接起爆临界能量，并与 H_2-N_2O-Ar 和

C_2H_2-O_2-Ar 对比，分析不同燃料和氧化剂对临界能量的影响，所选取的三种混合气体初始状态如表 9.6 所示。

表 9.6　实验所使用的混合气体及其初始状态

混合气体	p_0/kPa	φ	Ar 浓度/%
C_2H_2-N_2O	50~200	0.56~3.0	0~50
H_2-N_2O	70~200	0.5~1.2	0~30
C_2H_2-O_2	5~25	0.625~4	0~70

2. 化学动力学机制模型

基于化学动力学(即诱导区长度分析)，研究各混合气体在不同初始条件下的爆轰敏感性。包括化学反应特征长度在内的ZND爆轰模型的参数，可通过Chemkin程序[9]计算得到。对于 C_2H_2-N_2O-Ar 和 C_2H_2-O_2-Ar 混合气体，使用 Knonov 化学动力学反应机制[10]，该反应机制已经被验证可以用来模拟爆轰。对于 H_2-N_2O-Ar 混合气体，仍使用 Mével 等[33]反应机制。

3. C_2H_2-N_2O-Ar 和 H_2-N_2O-Ar 临界起爆能量的对比

1) C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 在不同初始压力下的临界起爆能量

图 9.25 为理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力下的临界起爆能量。通过对比可得出，在相同初始压力下，H_2-N_2O 混合气体的临界起爆能量都大于 C_2H_2-N_2O。通过图 9.26 中两种物质诱导区长度对比发现，在同一初始压力下，H_2-N_2O 混合气体诱导区长度约为 C_2H_2-N_2O 的 4 倍，因而导致前者的临界起爆能量明显大于后者。

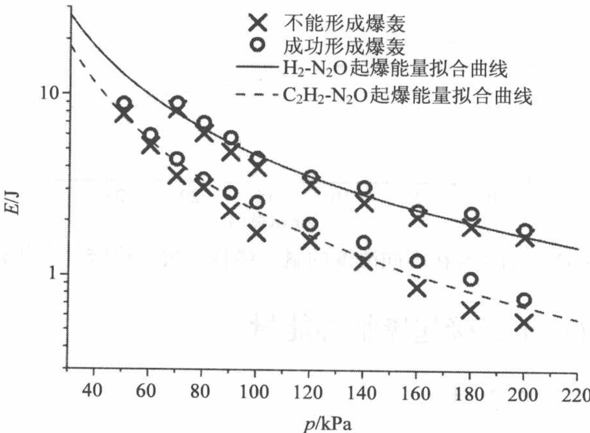


图 9.25　理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体不同初始压力下的临界起爆能量

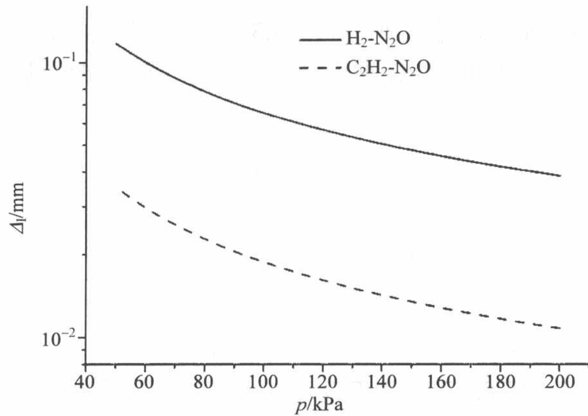


图 9.26　理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体不同压力下的诱导区长度

2) C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 不同当量比时的临界起爆能量

图 9.27 是 H_2-N_2O 和 C_2H_2-N_2O 混合气体在初始压力为 100kPa 时，在不同当量比条件下的临界起爆能量。两者临界起爆能量与当量比的关系都为“U”形，H_2-N_2O 混合气体临界起爆能量的最小值位于φ=0.8，而 C_2H_2-N_2O 混合气体的最小临界起爆能量位于φ=2.5 附近。

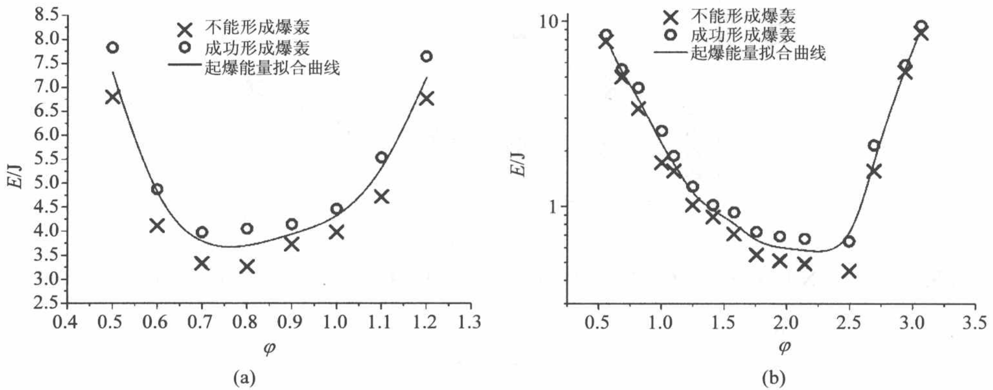


图 9.27　H_2-N_2O(a)和 C_2H_2-N_2O(b)混合气体在不同当量比时临界起爆能量(p_0=100kPa)

图 9.28 是两种混合气体诱导区长度与当量比的关系。通过图 9.27 与图 9.28 的对比可知，临界起爆能量与当量比之间关系和诱导区长度与当量比之间关系极为相似，都是在临界起爆能量最小值时，诱导区长度也最小。

3) C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 在不同浓度氩气稀释下的临界起爆能量

C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体初始压力为 100kPa，在不同浓度的氩气稀释下各临界起爆能量如图 9.29 所示。由该图可知，随着氩气浓度的增加，两种混合气体的临界起爆能量都有所提高，但 C_2H_2-N_2O 混合气体临界起爆能量增加幅度较小，而 H_2-N_2O 混合气体临界起爆能量增加幅度较大。两种混合气体诱导区长度

与氩气稀释浓度的关系如图 9.30 所示。图 9.30 表明，相同氩气稀释浓度下，H_2-N_2O 诱导区长度都明显大于 C_2H_2-N_2O 混合气体，因此导致前者的临界起爆能量较大。

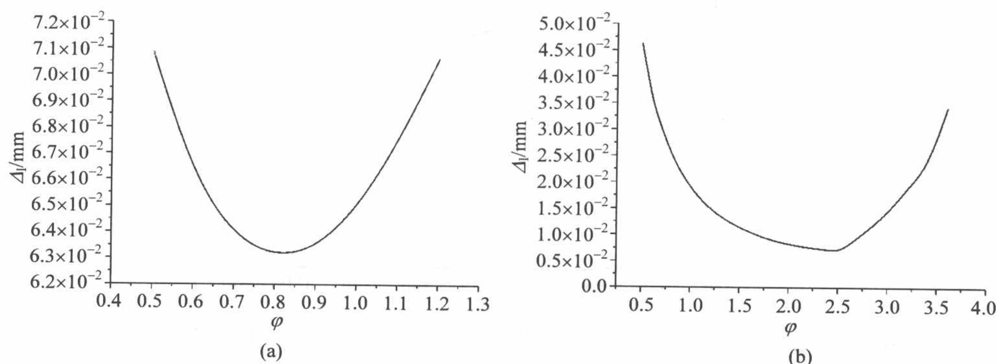


图 9.28　H_2-N_2O(a)和 C_2H_2-N_2O(b)混合气体在不同当量比时诱导区长度(p_0=100kPa)

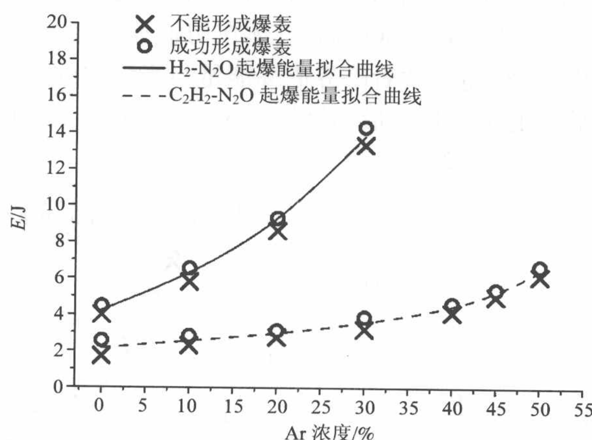


图 9.29　C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体在不同氩气稀释浓度下的临界起爆能量(p_0=100kPa)

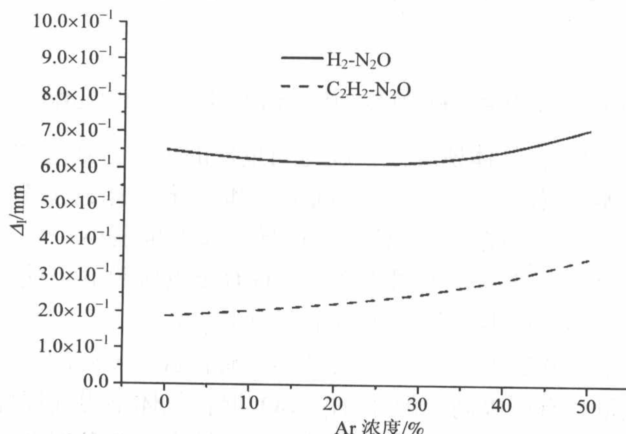


图 9.30　C_2H_2-N_2O 和 H_2-N_2O 混合气体在不同氩气稀释浓度下的诱导区长度(p_0=100kPa)

4. C_2H_2-N_2O-Ar 和 C_2H_2-O_2-Ar 临界起爆能量的对比

为了研究不同的氧化剂对临界起爆能量的影响，选取 C_2H_2-O_2-Ar 混合气体为测试气体，测试状态与 C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体相同，从而对比两种混合气体的临界起爆能量，来研究使用不同的氧化剂对临界起爆能量的影响和原因。

1) C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 在不同初始压力下的临界起爆能量

图 9.31 是理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 混合气体在不同初始压力下的临界起爆能量，通过实验发现两者的爆轰敏感性有数量级的差异，为了保证临界起爆能量测量的精度，对两种物质分别选取不同压力区域进行临界起爆能量的测量，并通过临界起爆能量实验值的拟合曲线分析差异。由图 9.31 可知，两者的临界起爆能量都随压力的增加而减小，而在相同初始压力下，C_2H_2-N_2O 临界起爆能量明显大于 C_2H_2-O_2 混合气体。

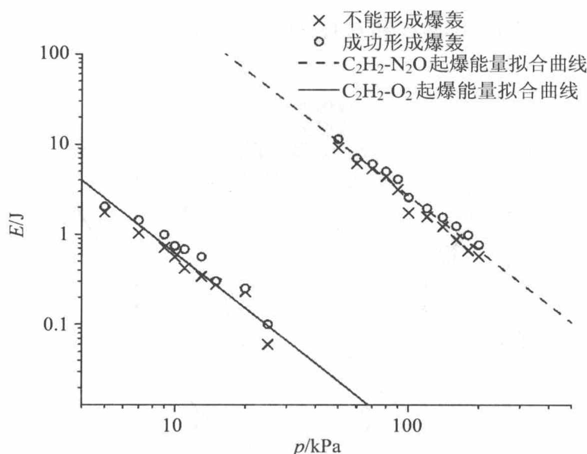


图 9.31　理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 混合气体不同初始压力下的临界起爆能量

图 9.32 是理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 混合气体在不同初始压力时的诱导区长度。由图可知，总体来看，在相同初始压力下 C_2H_2-N_2O 的诱导区长度比 C_2H_2-O_2 大一个数量级，当初始压力极小(小于 5kPa)时，C_2H_2-N_2O 的诱导区长度约为 C_2H_2-O_2 的 3 倍，但随着压力的增大，两种物质诱导区长度的比例也相应增加。

2) C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 在不同当量比时的临界起爆能量

图 9.33 是 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 两种物质在初始压力不变的条件下，改变各混合气体的当量比所得到的临界起爆能量。从图 9.32 已知，在相同压力下两种物质的爆轰敏感性有数量级的差异，所以为了保证临界起爆能量的测量准确性，故选择 C_2H_2-N_2O 的初始压力为 100kPa，C_2H_2-O_2 的初始压力为 10kPa。由图 9.33 可知，两种物质的临界起爆能量与当量比的关系成“U”形，在当量比φ=2.5 附

近时，都存在着临界起爆能量的最小值。

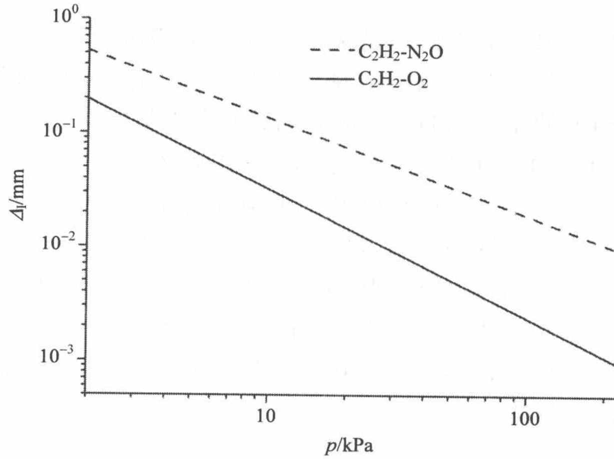


图 9.32 理论配比的 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 混合气体不同初始压力下的诱导区长度

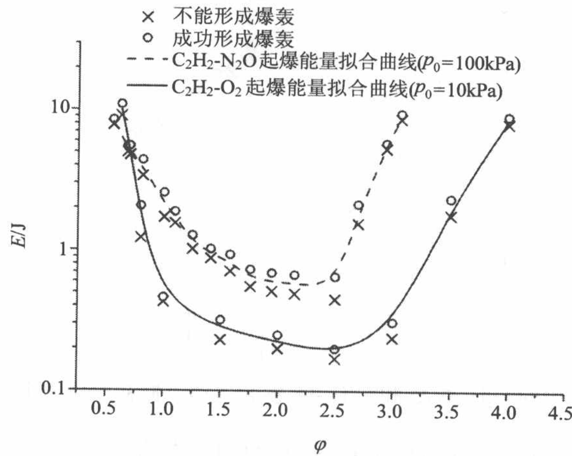


图 9.33 C_2H_2-O_2 和 C_2H_2-N_2O 在不同当量比时的临界起爆能量

图 9.34 是 C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 两种混合气体初始压力一定，不同当量比时得出的诱导区长度。由图可知，当量比在 φ =2.5 附近时，两种物质的诱导区长度都达到最小值，因此可解释图 9.33 中两种物质临界起爆能量在 φ =2.5 附近都存在最小值。

3) C_2H_2-N_2O 和 C_2H_2-O_2 不同浓度氩气稀释下的临界起爆能量

图 9.35 是初始压力为 100kPa 条件下，C_2H_2-5N_2O 和 C_2H_2-2.5O_2 加入不同浓度的氩气稀释时，临界起爆能量与氩气浓度之间的关系。需指出的是 C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-2.5O_2-22%Ar 混合气体在 100kPa 时的临界起爆能量非常小(10^{-3}~10^{-2}J 数

量级)，通过实验无法准确测量，但可通过其爆轰胞格尺寸的经验公式以及临界起爆能量的预测模型计算得到(详见文献[46])。通过两种物质临界起爆能量的对比发现，随着氩气稀释浓度的增加，临界起爆能量都显著增加。

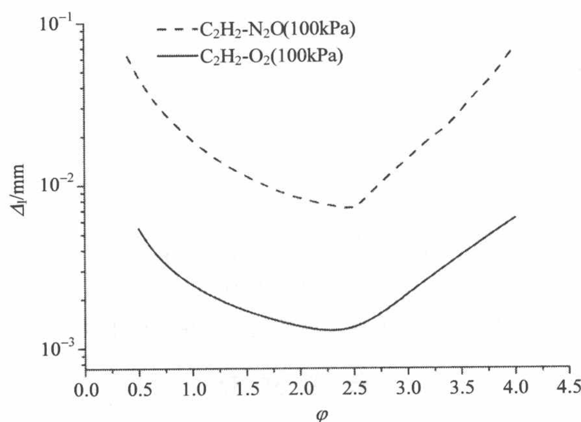


图 9.34 C_2H_2-O_2 和 C_2H_2-N_2O 在不同当量比时的诱导区长度

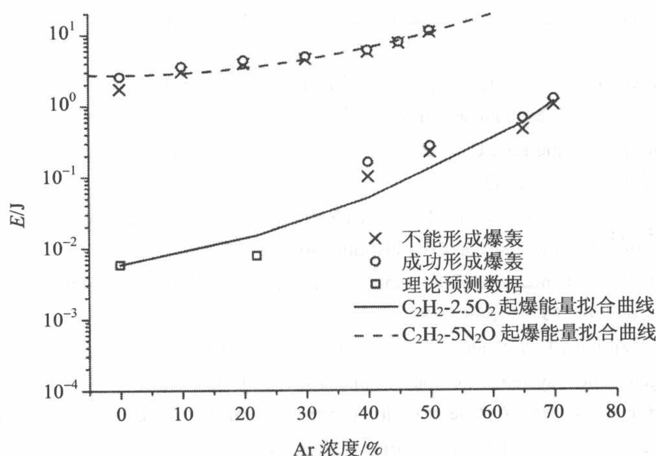


图 9.35 C_2H_2-5N_2O 和 C_2H_2-2.5O_2 在不同浓度的氩气稀释时的临界起爆能量(p_0=100kPa)

对 C_2H_2-5N_2O 和 C_2H_2-2.5O_2 进行不同浓度的氩气稀释时，诱导区长度随着氩气稀释的浓度变化情况如图 9.36 所示。随着氩气稀释浓度的提高，两种物质的诱导区长度都明显增加。通过对两种物质诱导区长度对比发现，C_2H_2-5N_2O 诱导区比 C_2H_2-2.5O_2 大一个数量级，因此导致图 9.35 中 C_2H_2-5N_2O 和 C_2H_2-2.5O_2 在相同浓度氩气稀释条件下，临界起爆能量有 3 个数量级的差异。

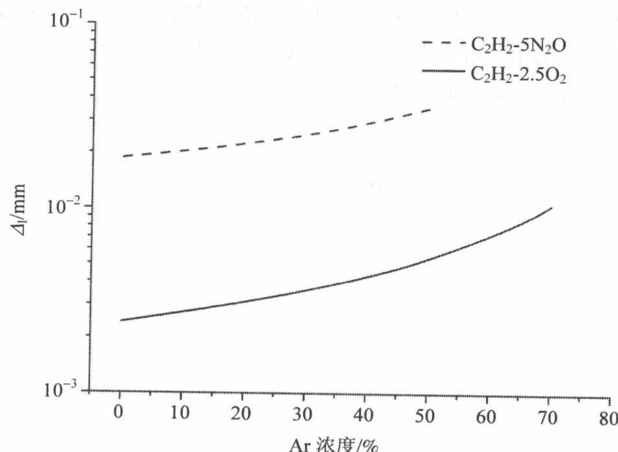


图 9.36 C_2H_2-$5N_2O$ 和 C_2H_2-$2.5O_2$ 在不同浓度氩气稀释时的诱导区长度(p_0=100kPa)

参考文献

[1] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[2] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[3] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 311–336.

[4] Mcbride B J, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications II. User's Manual and Program Description NASA Report, 1996.

[5] Zitoun R, Desbordes D, Guerraud C, et al. Direct initiation of detonation in cryogenic gaseous H_2-O_2 mixture. Shock Waves, 1995, 4(6): 331–337.

[6] Litchfield E L, Hay M H, Forshey D R. Direct electrical initiation of freely expanding gaseous detonation waves. Symposium (International) on Combustion, 1963, 9: 282–286.

[7] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[8] Varatharajan B, Williams F A. Chemical-kinetic descriptions of high-temperature ignition and detonation of acetylene-oxygen-diluent systems. Combust Flame, 2001, 124: 624–645.

[9] Kee R J, Rupley F M, Miller J A. Chemkin-Ⅱ: a fortran chemical kinetics package for analysis of gas-phase chemical kinetics. Sandia National Lavoratories Report, 1989.

[10] Konnov A A. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. Release 0.3. http://homepages.vub.ac.be/~akonnov/. 1997.

[11] Shepherd J E. Detonation in gases. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32: 83–98.

[12] Carnasciali F, Lee J H S, Knystautas R, et al. Turbulent jet initiation of detonation. Combustion and Flame, 1991, 84(1-2): 170–180.

[13] Radulescu M I, Higgins A J, Lee J H S, et al. On the explosion length invariance in direct initiation of detonation. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28(1): 637–644.

[14] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97-8, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1997.

[15] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonation: experiments in porous-walled tubes. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2003.

[16] 杨立中，刘荣海，张春云. 几种碳氢燃料与空气混合物相对爆轰敏感度的测定. 中国安全科学学报, 1995, 5: 165–168.

[17] Litchfield E L, Hay M H, Cohen D J. Initiation of spherical detonation in acetylene-oxygen mixtures. US Dept of the Interior, Bureau of Mines, 1967.

[18] Be Dard-Tremblay L, Fang L, Melguizo-Gavilanes J, et al. Simulation of detonation after an accidental hydrogen release in enclosed environments. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34: 5894–5901.

[19] Beauvais R, Mayinger F, Strube G. Turbulent flame acceleration-mechanisms and significance for safety considerations. Int J Hydrogen Energy, 1994, 19(8): 701–708.

[20] Eichert H, Fischer M. Combustion-related safety aspects of hydrogen in energy applications. Int J Hydrogen Energy, 1986, 11(2): 117–124.

[21] Fischer M. Safety aspects of hydrogen combustion in hydrogen energy systems. Int J Hydrogen Energy, 1986, 11(9): 593–601.

[22] Groethe M, Merilo E, Colton J, et al. Large-scale hydrogen deflagrations and detonations. Int J Hydrogen Energy, 2007, 32(13): 2125–2133.

[23] Hord J. Is hydrogen a safe fuel? Int J Hydrogen Energy, 1978, 3(2): 157–176.

[24] Kratzel T, Pantow E, Eichert H. Modelling of hydrogen combustion: turbulent flame acceleration and detonation. Int J Hydrogen Energy, 1996, 21(5): 407–414.

[25] Petukhov V, Naboko I, Fortov V. Explosion hazard of hydrogeneair mixtures in the large volumes. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34(14): 5924–5931.

[26] Reider R, Edeskuty F J. Hydrogen safety problems. Int J Hydrogen Energy, 1979, 4: 41–50.

[27] Rigas F, Sklavounos S. Evaluation of hazards associated with hydrogen storage facilities. Int J Hydrogen Energy, 2005, 30: 1501–1510.

[28] Teodorczyk A, Drobniak P, Dabkowski A. Fast turbulent deflagration and DDT of hydrogeneair mixtures in small obstructed channel. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34(14): 5887–5893.

[29] Zbikowski M, Makarov D, Molkov V. LES model of large scale hydrogeneair planar detonations verification by the ZND theory. Int J Hydrogen Energy, 2008, 33: 4884–4892.

[30] Soury H, Mazaheri K. Utilizing unsteady curved detonation analysis and detailed kinetics to study the direct initiation of detonation in H_2-O_2 and H_2-Air mixtures. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34: 9847–9856.

[31] Ng H D, Ju Y G, Lee J. Assessment of detonation hazards in high-pressure hydrogen storage from chemical sensitivity analysis. Int J Hydrogen Energy, 2007, 32(1): 93–99.

[32] Zhang B, Ng H D, Mevel R, et al. Critical energy for direct initiation of spherical detonations in $H_2/N_2O/Ar$ mixtures. Int J Hydrogen Energy, 2011, 36(9): 5707–5716.

[33] Mével R, Javoy S, Lafosse F. Hydrogen-nitrous oxide delay time experimental shock tube and kinetic modelling study. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32: 359–366.

[34] Mueller M A, Yetter R A, Dryer F L. Kinetic modeling of the $CO/H_2O/O_2/NO/SO_2$ system: implications for high-pressure fall-off in the $SO_2+O(+M)=SO_3(+M)$ reaction. Int J Chem Kinet, 2000, 32: 317–339.

[35] Mueller M A, Yetter R A, Dryer F L. Flow reactor studies and kinetic modeling of the H_2/O_2 reaction. Int J Chem Kinet, 1999, 31: 113–125.

[36] Meagher N E, Anderson W R. Kinetics of the O(3P)+N_2O reaction. 2. interpretation and recommended rate coefficients. J Phys Chem, 2000, 104(25): 6013–6031.

[37] Mével R, Davidenko D, Lafosse F, et al. Experimental and numerical detonation cell in H_2-N_2O-Ar mixtures. Vienna: Proceedings of the European Combustion Meeting, 2009.

[38] Davidenko D, Mevel R, Dupre G. Reduced kinetic scheme for the simulation of detonation in H_2-N_2O-Armixtures. Vienna: Proceedings of the Fourth European Combustion Meeting, 2009: 4.

[39] Li J, Zhao Z W, Kazakov A, et al. An updated comprehensive kinetic model of hydrogen combustion. Int J Chem Kinet, 2004, 36: 566–575.

[40] Denisov Y N, Troshin Y K. Structure of gaseous detonation in tubes. Sov Phys Tech Phys, 1960, 5(4): 419–431.

[41] Lee J H, Matsui H. A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1977, 28: 61–66.

[42] Manzhalei V I, Mitrofanov V V, Subbotin V A. Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures. Combust Explos Shock Waves (USSR), 1974, 10(1): 89–95.

[43] Ng H D. The effect of chemical reaction kinetics on the structure of gaseous detonations. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2005.

[44] Kumar R K. Detonation cell widths in hydrogen-oxygen-diluent mixtures. Combustion and Flame, 1990, 80(2): 157–169.

[45] Desbordes D, Guerraud C, Hamada L, et al. Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular detonation systems. Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 347–359.

[46] Zhang B, Kamenskihs V, Ng H D, et al. Direct blast initiation of spherical gaseous detonations in highly argon diluted mixtures. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2265–2271.

第 10 章　直接起爆临界能量的预测

通过实验的方法测定爆炸性混合气体的直接起爆临界能量，是判断该种物质爆轰敏感性最直接和有效的方法。但在某些条件下，对一些特定物质临界起爆能量的测定非常困难，如乙炔氧气混合气体，由于其爆轰敏感性极强，在极小的点火能量即可引起爆轰，而在较高的初始压力下，由于临界能量极小因而直接测定误差较大，很难确定其真实的临界起爆能量。如果利用预测模型，则可以定量计算直接起爆的临界能量，并可得出实验条件之外的临界能量，从而为比较不同物质的爆轰敏感性提供依据。因此，如何建立有效和可行的预测模型，对于准确计算其临界起爆能量至关重要。

本章主要基于直接起爆临界能量的实验数据，提出几种预测临界能量的模型和方法，并分别和几种典型物质的临界能量实验数据进行对比，验证临界能量预测模型的正确性和可行性。

10.1　临界起爆能量的预测方法和模型

自从 Zeldovich 等[1, 2]最早系统地研究直接起爆问题以来，Lee[3]、Benedick 等[4~6]、Vasilev 等[7, 8]、Lee 和 Higgins[9]建立了理论模型，试图形成可以预测起爆能量的先验理论，并通过实验研究得到了起爆能量的定性关系。

Sedov[10]基于爆炸波理论并且通过实验验证得出直接起爆临界能的爆炸波模型为

$$E_{\mathrm{C}}=\alpha_i\left(\frac{j+2}{2}\right)^2\gamma p_0 M_{\mathrm{Sh}}^2 R_{\mathrm{Sh}}^j \tag{10.1}$$

式中，由爆炸波理论得到的常数 α_i(当 $\gamma=1.4$ 时，$\alpha_1=1.009$，$\alpha_2=0.986$，$\alpha_3=0.851$)部分依赖于绝热指数 γ；p_0 为混合物初始压力；指数 j 代表爆轰波的几何形状($j=1$，2，3 分别对应于平面、柱面和球面爆轰波)。

通过该模型可以定量分析临界起爆能与其依赖参数的关系，为了得到柱面和平面爆轰的临界起爆能，Lee 等[11]用爆炸长度 $R_0=(E/p_0)^{1/j}$ 把不同几何形状的爆轰波临界半径联系起来。

$$R_0=(E_j/p_0)^{1/j}\approx \mathrm{const} \tag{10.2}$$

$$\frac{E_{\text{球面}}}{E_{\text{柱面}}} \approx \frac{E_{\text{柱面}}}{E_{\text{平面}}} = R_0 \tag{10.3}$$

R_0 代表球面、柱面和平面起爆源的长度特征，并且为只与强爆炸波衰减有关的长度尺寸。对于爆轰的直接起爆，实验表明爆炸长度不会随着爆轰波几何形状而改变，因此如果已知一种几何形状爆轰临界起爆能，那么就可以通过式(10.2)和式(10.3)推导出其他形状爆轰波临界起爆能。

Zeldovich 等[1, 2, 12]提出理想点爆炸源临界起爆能量 E_C 和化学反应诱导时间 τ 之间的关系，即 $E_C \sim \tau^3$，早期的起爆模型的基础都来源于这个理论，通过该理论可以建立起爆过程中流体动力学及化学反应特性之间的定性关系，但由于该关系式不能给出一个定常系数，所以通过该理论还不能得出两者的定量关系，如何建立临界起爆能量的定量模型成为以后研究的方向。

Lee 和 Ramamurthi[13]提出直接起爆的临界起爆能量可以用“最小球面爆轰体积”或者“爆轰内核”(detonation kernel)的形式来表达，所谓的“最小球面爆轰体积”或“爆轰内核”是指初始激波在该尺寸范围内具有足够的强度并且维持足够长的时间。爆轰内核的尺寸对应于激波衰减到临界马赫数 M_{Sh}^* 时激波的半径 R_{Sh}^*，Lee 和 Ramamurthi[13]认为这个半径相当于自点火的极限，并提出临界能量的方程为

$$E_C = 2\pi\gamma_0 p_0 M_{Sh}^{*2} I R_{Sh}^{*3} \tag{10.4}$$

Lee 等[13]提出可以用气体动力厚度 Δ_H 来表示临界起爆能，即

$$E_C = 0.72\pi\gamma_0 p_0 M_{CJ}^2 I (\Delta_H)^3 \tag{10.5}$$

由式(10.4)可知，当爆炸半径 R_{Sh}^* 达到 Δ_H 数量级的时候，激波的马赫数 M_{Sh} 衰减为 $0.6M_{CJ}$，$\Delta_H \approx 6.5\lambda$，故式(10.4)转化为临界起爆能和胞格尺寸的关系，为

$$E_C = 197.7\pi\gamma_0 p_0 M_{CJ}^2 I \lambda^3 \tag{10.6}$$

基于 Lee 和 Ramamurthi 的“爆轰内核”理论，He 和 Clavin[14, 15]、He[16]、Aslan 等[17]、Radulescu[18]以及 Soury 和 Mazaheri[19]运用爆轰波的曲率来判断是否可以通过直接起爆成功得到爆轰。

以上的模型都是基于爆轰现象而得出的半经验模型，这些模型可以对某些特定的物质在一些状态下的临界起爆能量进行预测，但是到目前为止还没有基于物质热化学特性得出的定量理论，还没有可以对所有物质临界起爆能量预测的普遍适用的定量模型。因此，基于直接起爆临界能量的实验数据，提出以下几种运用性较强的预测临界能量的模型和方法。

10.1.1 临界起爆能量拟合曲线法

拟合曲线法是基于物质直接起爆临界能量的实验数据，对其进行拟合而得出曲线，并通过拟合曲线的插值法，计算实验条件之外的临界能量。通过对碳氢燃料与氧气混合气体临界能量的测量，得出各混合气体临界起爆能量与初始压力的拟合关系，如表 10.1 所示。

表 10.1 临界起爆能量与初始压力之间的拟合关系 $E_C[J]=n(p_0[kPa])^{-\alpha}$

混合气体	n	α	R^2
C_2H_2-O_2	13.849	1.8408	0.971
C_2H_2-2.5O_2	65.108	2.0232	0.912
C_2H_2-4O_2	3444	2.5004	0.990
C_2H_4-3O_2	7055.4	2.1313	0.987
C_3H_8-5O_2	36978	2.1240	0.988
2H_2-O_2	19586	1.6755	0.961
C_2H_2-2.5O_2-50%Ar	8866.4	2.2569	0.994
C_2H_2-2.5O_2-65%Ar	48015	2.4699	0.995
C_2H_2-2.5O_2-70%Ar	341661	2.6944	0.992

表 10.1 表明，各种物质临界起爆能量与初始压力的拟合曲线决定系数 R^2 都大于 0.9，表明拟合程度较好，因而对于实验条件之外的临界能量，利用对拟合曲线的插值法求解得出。例如，通过表 10.1 中拟合关系可知，C_2H_2-2.5O_2 混合气体在初始压力为 100kPa 时，临界起爆能量为 $E_C=5.85\times10^{-3}$J，该结果与 Litchfied 等[20]得出的 $E_C=10\times10^{-3}$J 和 Zeldovich 等[2]得出的 $E_C=5.9\times10^{-3}$J 比较接近，因此也证明通过该方法得出的临界能量与实验值比较吻合。

10.1.2 表面积能量模型

Lee 等[21, 22]提出的表面积能量模型是一种半经验的现象逻辑模型，并且基于爆轰内核理论，把点爆炸起爆模型与平面波起爆模型联系起来，并且把临界起爆能量与胞格尺寸相关联。因此得到

$$E_C = 4\pi I \gamma p_0 M_{CJ}^2 \left(\frac{d_C}{4}\right)^3 \tag{10.7}$$

对于未用氩气稀释的混合气体，由于 $d_C=13\lambda$[23]，所以临界起爆能量模型为

$$E_C = 4\pi I \gamma p_0 M_{CJ}^2 \left(\frac{13\lambda}{4}\right)^3 \tag{10.8}$$

而对于高浓度(一般大于 70%)氩气稀释的混合气体，$d_C=30\lambda$[24]，因而临界起爆能量模型为

$$E_C = 4\pi I \gamma p_0 M_{CJ}^2 \left(\frac{30\lambda}{4}\right)^3 \tag{10.9}$$

由此可见，Lee 的表面积能量模型是依赖于爆轰胞格尺寸的理论模型，如果预知物质的爆轰胞格尺寸，即可理论计算直接起爆的临界能量。

10.1.3　活塞做功模型

图 10.1 是活塞做功模型的示意图。假设在管道中，平面爆轰波以定常速度 u_{CJ} 运动，并最终传播至无约束空间，平面爆轰最终发展为球形爆轰。在无约束空间中，球形爆轰得以维持所需的能量等于爆轰波在管道中运动(可视为活塞运动)一段时间(t*)所做的功，所需的能量为[25-27]

$$E_C = \int_0^{t^*} p_{CJ} S(t) u_{CJ} \mathrm{d}t \tag{10.10}$$

式中，p_{CJ}、u_{CJ} 分别为爆轰 CJ 状态的压力和爆轰产物的 CJ 速度；t*为稀疏波到达管轴的时间，即 $t^*=d_C/2a_{CJ}$；a_{CJ} 为爆轰产物的声速；$S(t)$为爆轰波衰减至 CJ 状态时的管道表面积；d_C 为管道直径。

$$S(t) = \pi\left(\frac{d_C}{2}\right)^2 \tag{10.11}$$

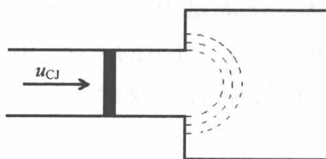


图 10.1　活塞做功模型示意图

通过积分得出爆轰波由管道传播至自由场过程中，成功形成球面爆轰所需要的临界能量 E_C 为

$$E_C = \frac{p_{CJ} u_{CJ} \pi d_C^3}{8 a_{CJ}} \tag{10.12}$$

由式(10.12)可知，通过以上模型得出的临界起爆能量 E_C 是依赖于临界管径 d_C 的模型，也即如果已知临界管径的数据，即可通过模型得出临界起爆能量。而临界管径的数据一方面直接来源于爆轰数据库[28]，另一方面可由拟合曲线或者预测方法得出。

10.2　基于爆轰胞格预测临界起爆能量

10.2.1　临界起爆能量与胞格尺寸的关系

由于 Lee 表面积能量模型通过临界管径建立了临界起爆能量与胞格尺寸的联系，第 7 章的研究表明，对于未用氩气稀释的碳氢燃料与氧气混合气体，临界管径与胞格尺寸的关系为 $d_C=13\lambda$，所以可直接得出临界起爆能量与胞格之间的联系。例如，在某初始压力下，通过实验可测定临界起爆能量，由该物质胞格尺寸的拟合曲线可知在初始状态下的胞格尺寸大小，因此可得出两者之间关系，如图 10.2 所示。

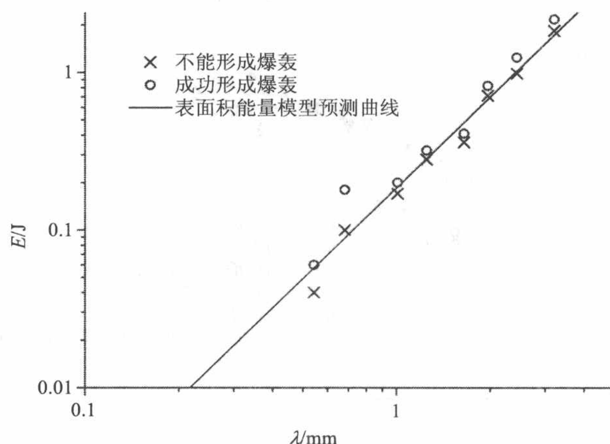


图 10.2　C_2H_2-O_2 混合气体胞格尺寸与临界起爆能量对比图

图 10.2 是等体积分数的乙炔氧气混合气体，临界起爆能量通过实验直接测量，胞格由拟合曲线得到，图中的曲线为 Lee 的表面积能量模型。通过对比得出两者基本吻合。图 10.3 和图 10.4 是几种不同的混合气体(C_2H_2-4O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_4-3O_2 和 C_3H_8-5O_2)胞格尺寸与临界起爆能量的关系图，并分别与表面积能量模型对比。

对于氩气稀释的混合气体，第 7 章中的研究已经得出，C_2H_2-2.5O_2-50%Ar 的临界管径与胞格尺寸之间的关系为：$d_C=21\lambda$；C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 两者的比例系数为 29。代入表面积能量模型也能得出临界起爆能量与胞格尺寸的关系，如图 10.5 所示。

图 10.2~图 10.5 中直接起爆的临界能量与胞格尺寸之间的关系与 Lee 的表面积能量模型基本吻合，因此基于表面积能量模型可以预测临界起爆能量。

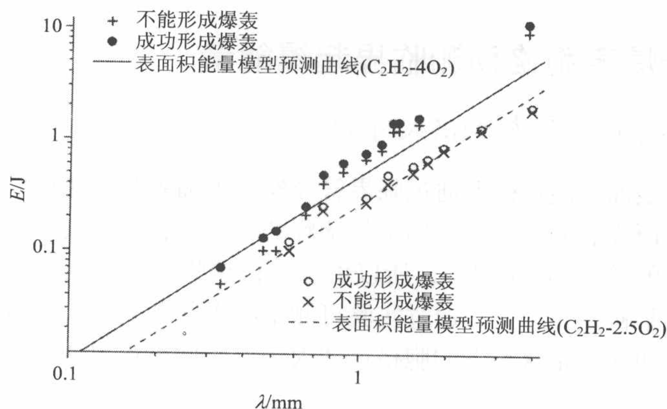


图 10.3　C_2H_2-4O_2 和 C_2H_2-2.5O_2 混合气体胞格尺寸与临界起爆能量对比图

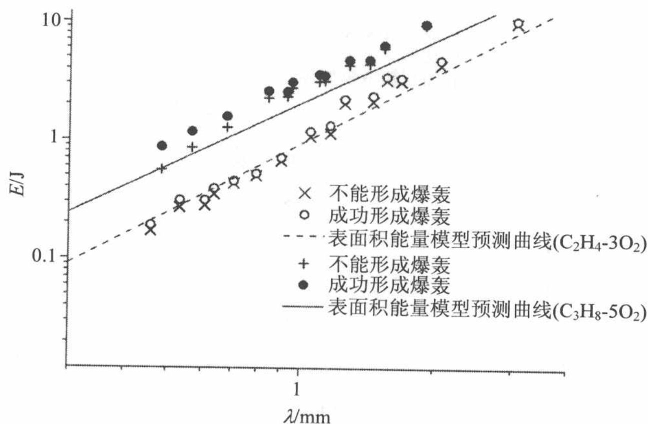


图 10.4　C_2H_4-3O_2 和 C_3H_8-5O_2 混合气体胞格尺寸与临界起爆能量对比图

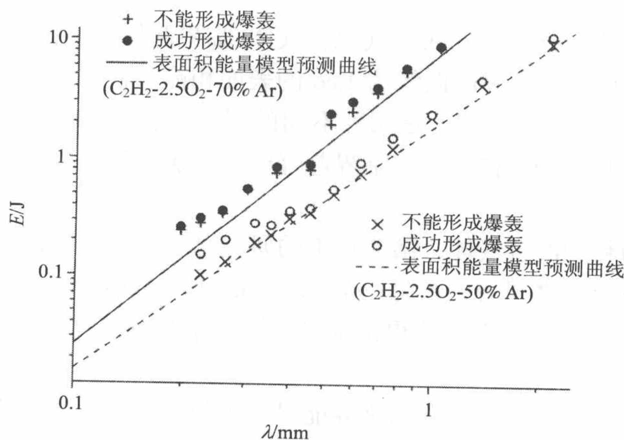


图 10.5　C_2H_2-2.5O_2-50%Ar 和 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体胞格尺寸与临界起爆能量对比图

由于 Lee 的表面积能量模型基于爆轰胞格尺寸，所以联立爆轰胞格尺寸的预测模型和 Lee 表面积能量模型，可预测直接起爆的临界起爆能量。而爆轰胞格尺寸的预测主要有如下几种方法：①胞格拟合曲线法；②Ng 模型法；③胞格特征参数法。

10.2.2　胞格拟合曲线法

胞格拟合曲线法与临界起爆能量的拟合曲线相类似，都是基于实验数据得出拟合曲线，并通过拟合曲线的插值法得出胞格在某初始状态的确切值。例如，C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体，其爆轰胞格尺寸与初始压力的拟合曲线为[18]

$$\lambda[\mathrm{mm}]=113.8(p_0[\mathrm{kPa}])^{-1.20} \tag{10.13}$$

混合气体在各初始压力下的爆轰参数可由 CEA[29]计算得出，如表 10.2 所示。并最终得出该物质直接起爆的临界起爆能量。

表 10.2　C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 直接起爆临界能量的理论值和实验值对比

p_0/kPa	V_{CJ}/(m/s)	ρ_0/(kg/m^3)	λ/mm	E/J	
				理论值	实验值
60	1811.4	1.00	0.836	4.27	5.45~5.81
70	1816.4	1.16	0.695	2.88	3.6~3.96
80	1821.6	1.33	0.592	2.04	2.50~3.0
90	1826.0	1.49	0.514	1.51	1.95~2.38
100	1831.0	1.66	0.453	0.87	0.80~0.89
120	1841.5	1.99	0.364	0.73	0.75~0.84

通过表 10.2 对比发现，对于 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 混合气体，临界起爆能量的理论值和实验值都比较接近，但是实验值比理论值稍大(最大误差约为 30%)，这是由于 Lee 表面积模型是基于爆炸波理论，而实验中得到起爆能量是电火花放电能量，通过第 8 章的分析可知，在起爆过程中绝大部分电火花能量转化为爆炸波能量并作用于混合气体产生爆炸波导致直接起爆。第 8 章研究表明转化效率约为 82%，但同时部分的电火花能量转化为光能和热能，并考虑到电火花点火能量的测量误差约为 8%，因此实验中所得到的电火花放电能量比 Lee 模型中爆炸波能量略大，考虑以上因素之后，则理论值和实验值比较吻合。

10.2.3　Ng 模型法

结合 Ng 模型计算爆轰胞格的方法和 Lee 表面积能量模型，得到 C_2H_4-O_2 混合气体直接起爆临界能量的预测曲线，并与实验结果对比，如图 10.6 和图 10.7 所示。

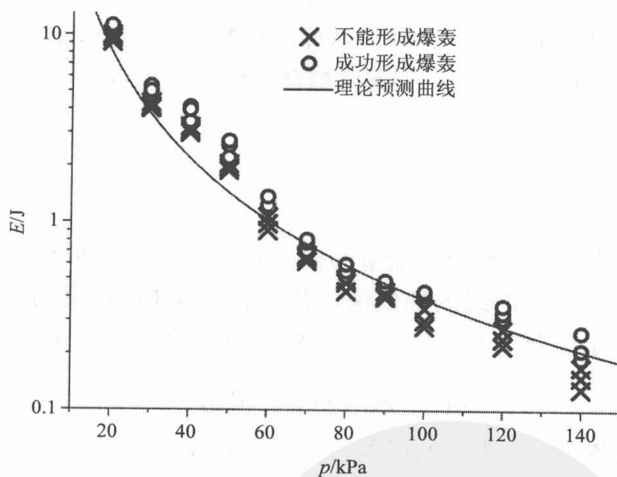


图 10.6　理论配比的 C_2H_4-O_2 在不同初始压力下临界能量的预测曲线与实验值对比

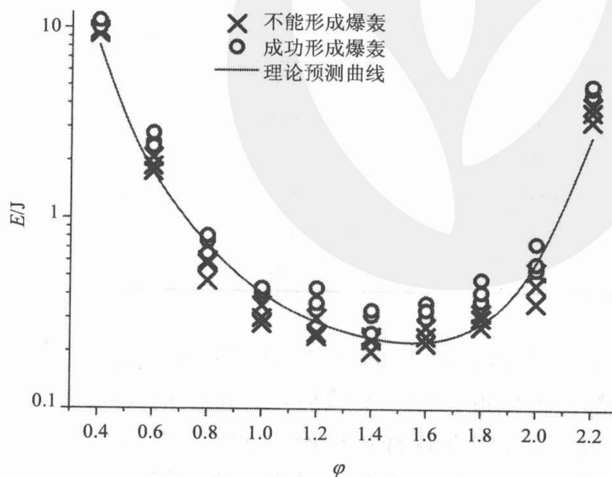


图 10.7　C_2H_4-O_2 在不同当量比时的临界能量的预测曲线与实验值对比(p_0=100kPa)

图 10.6 和图 10.7 表明，结合 Ng 模型计算爆轰胞格的方法和 Lee 表面积能量模型，可以比较准确地预测 C_2H_4-O_2 在不同初始压力和不同当量比条件下的直接起爆临界能量。

10.2.4　胞格特征参数法

根据胞格特征参数法，胞格尺寸与特征参数的关系为

$$\lambda = C \cdot \varphi^{\alpha}(1 - X_{\mathrm{Ar}})^{\beta}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\gamma} \cdot \Delta_{\mathrm{I}} \tag{10.14}$$

式中，C 为常数；φ 为当量比；X_{Ar} 为氩气稀释浓度；p_1/p_0 为实验压力和初始压力之比；α、β、γ 分别为指数。

联立预测胞格尺寸的特征参数方法与 Lee 的表面积能量模型，得出临界起爆能量的预测曲线，并与 H_2-N_2O 混合气体在不同状态(初始压力、当量比和不同浓度氩气稀释)临界能量实验值对比，如图 10.8~图 10.10 所示。通过临界起爆能量预测曲线和实验值的对比可知，基于表面积能量模型和 $A = f(\varphi, X_{\mathrm{Ar}}, p)$ 关系式，得到 H_2-N_2O 在不同初始条件下临界起爆能量的理论值与实验值比较吻合。

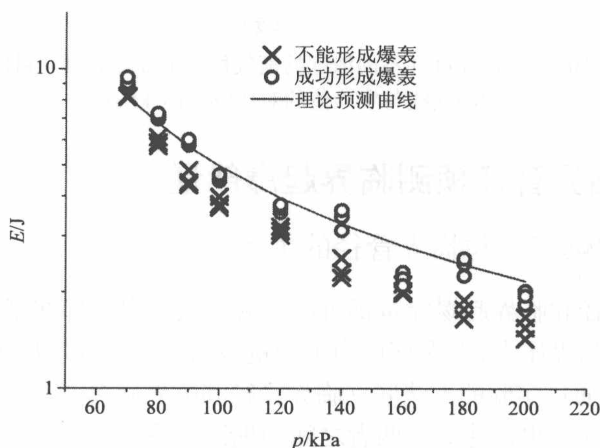


图 10.8　理论配比 H_2-N_2O 在不同初始压力下临界起爆能量的预测曲线与实验值的对比

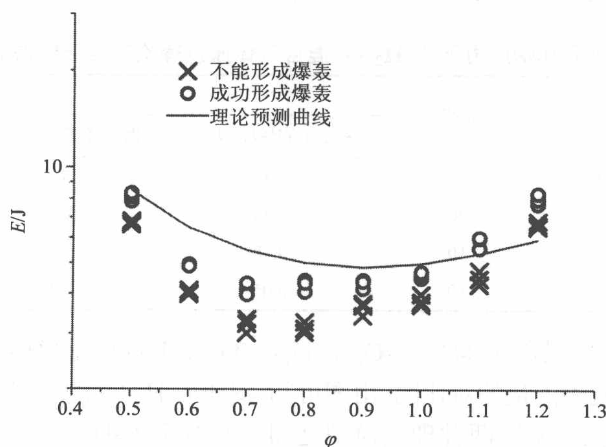


图 10.9　H_2-N_2O 在不同当量比时临界起爆能量的预测曲线与实验值的对比(p_0=100kPa)

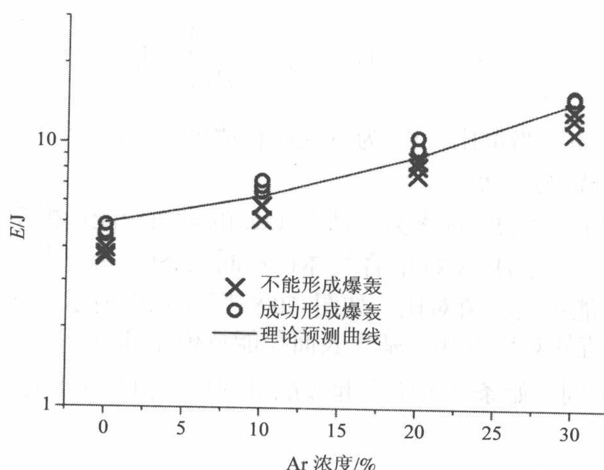


图 10.10　H_2-N_2O 在不同浓度的氩气稀释下临界起爆能量的预测曲线与实验值的对比(p_0=100kPa)

10.3　基于临界管径预测临界起爆能量

10.3.1　临界起爆能量与临界管径的关系

由于临界管径和临界起爆能量都可由实验测量得出，如在某管径下测定其可形成球形爆轰的临界压力，并在该压力下测量该物质可形成球形爆轰的临界能量，所以 Zhang 等[30]通过实验的方法联立临界管径和临界起爆能量。由于表面积能量模型和活塞做功模型也都建立了两者之间的理论关系，所以实验数据可与两种模型分别进行对比。表 10.3 是等物质的量的乙炔与氧气混合气体临界起爆能量的实验值和通过不同模型得出的理论值，并如图 10.11(a)所示。

表 10.3　在不同初始压力下 C_2H_2-O_2 混合气体通过理论和实验所得的临界能量

	d_C/mm	p_0/kPa	E/J		
			表面积能量模型	做功模型	实验值
C_2H_2-O_2	19.05	6	0.34	0.57	0.36~0.41
	16.1	8	0.28	0.46	0.28~0.32
	12.97	10	0.18	0.31	0.17~0.20
	6.6	19	0.05	0.08	0.04~0.06

图 10.11 是不同混合气体(C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2、C_2H_2-4O_2、C_2H_4-3O_2 和 C_3H_8-5O_2)临界管径与临界起爆能量的对比图。由图可知，对于 C_2H_2-O_2、C_2H_2-2.5O_2 和 C_2H_2-4O_2 混合气体，实验数据基于两种理论模型之间。而对于 C_2H_4-3O_2 和 C_3H_8-5O_2 混合气体，实验结果更趋近于活塞做功模型。

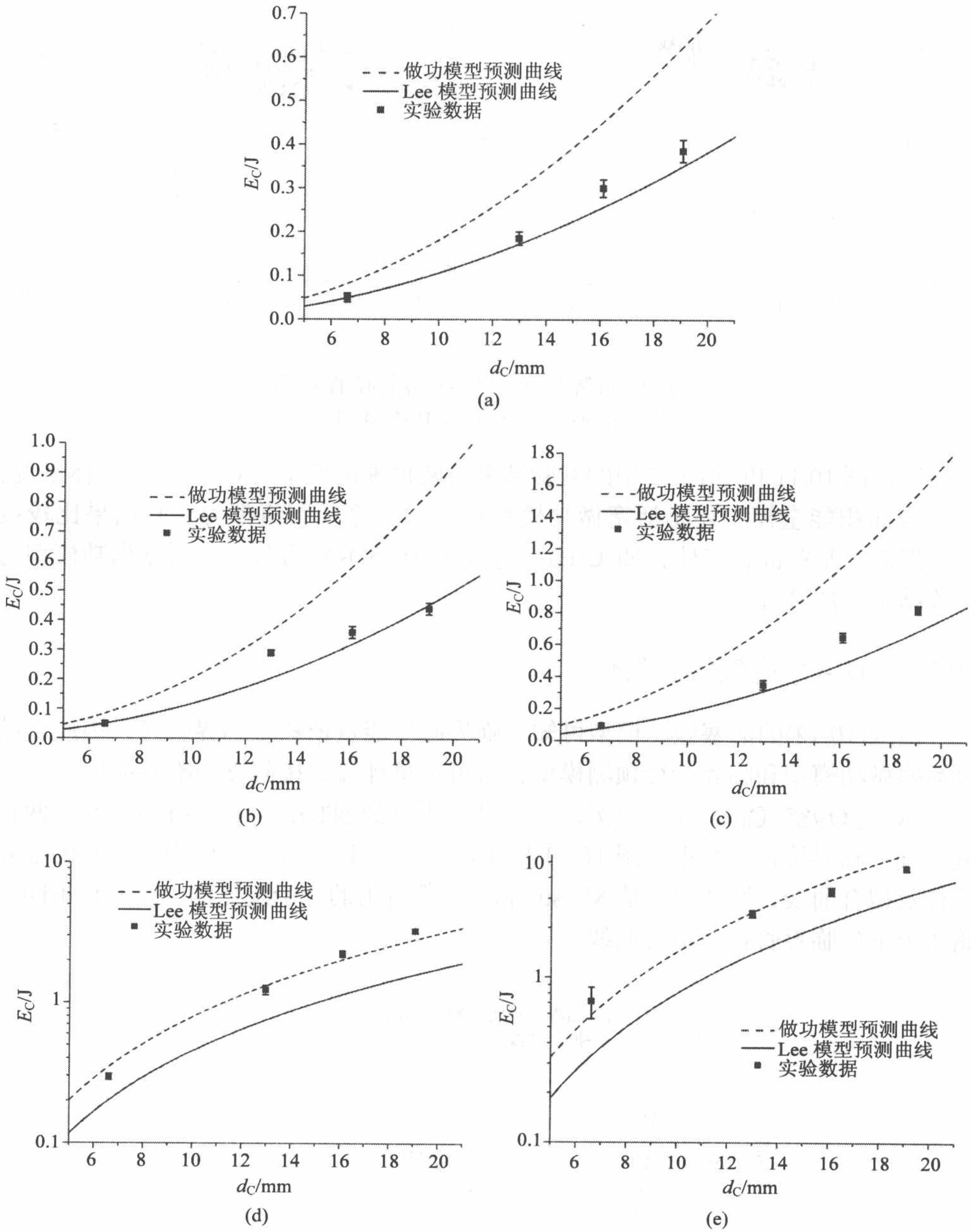


图 10.11　临界起爆能量与临界管径的关系图

(a) C_2H_2-O_2; (b) C_2H_2-2.5O_2; (c) C_2H_2-4O_2; (d) C_2H_4-3O_2; (e) C_3H_8-5O_2

图 10.12 是混合气体 C_2H_2-2.5O_2-50%Ar 和 C_2H_2-2.5O_2-70%Ar 的临界起爆能量与临界管径的对比图，通过对比表明，实验数据基本介于两模型之间。

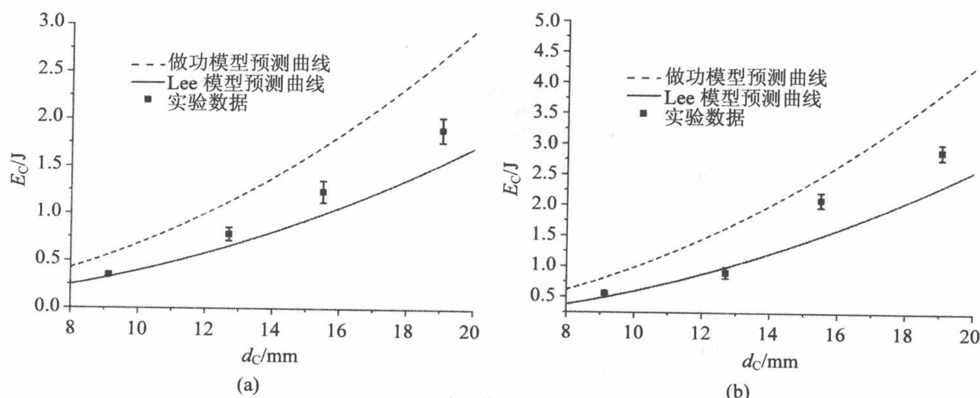


图 10.12　临界起爆能量与临界管径的关系图

(a) C_2H_2-2.5O_2-50%Ar；(b) C_2H_2-2.5O_2-70%Ar

通过图 10.11 和图 10.12 中的实验结果与两种理论模型的对比可知，总体来说，无论表面积能量模型还是活塞做功模型得出的理论预测值都与实验结果比较接近。但对于某些混合气体，如 C_2H_4-3O_2 和 C_3H_8-5O_2 混合气体，活塞做功模型与实验结果更加接近。

10.3.2　H_2-O_2/空气混合气体

由式(10.12)的活塞做功模型可知，临界起爆能量依赖于临界管径，因此，结合活塞做功模型和临界管径预测模型，就可定量计算直接起爆的临界能量。

以 H_2-O_2/空气混合气体为例，爆轰数据库[28]已经收录了 H_2-O_2 和 H_2-空气两种混合气体临界管径的数据。图 10.13 是在常压下，H_2-空气在不同当量比时的临界管径及拟合曲线；图 10.14 是 Matsui 和 Lee[26]得出的理论配比的 H_2-O_2 在不同初始压力下的临界管径及拟合曲线。

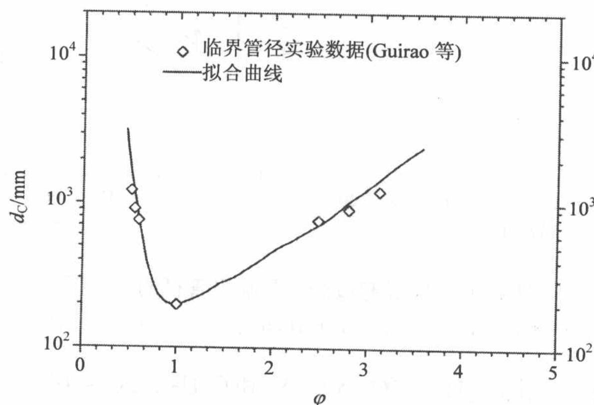


图 10.13　H_2-空气在不同当量比时的临界管径实验值及拟合曲线(p_0=100kPa)

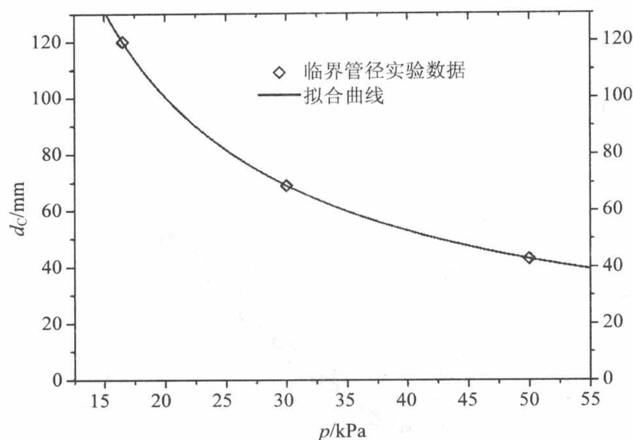


图 10.14　理论配比的 H_2-O_2 在不同初始压力下的临界管径实验值及拟合曲线

通过计算，得出 H_2-O_2/空气两种混合气体在不同条件下爆轰参数如表 10.4 所示，并最终得出直接起爆的临界能量。

表 10.4　计算 H_2-O_2/空气两种混合气体临界起爆能量的各参数值(p_0=100kPa)

φ	混合气体	V_{CJ}/(m/s)	a_{CJ}/(m/s)	p_{CJ}/(bar)	d_C/mm	E_C/J
0.6	H_2-O_2	2 137.9	1 155.3	27.8	28	20.4
	H_2-空气	1 709.5	973	13	720.2	144 316.3
1	H_2-O_2	2 376.3	1 283.5	33.8	22.5	12.8
	H_2-空气	1 971.4	1 092.2	15.8	196.3	3 777.1
1.6	H_2-O_2	2 604.1	1 410	39.8	37	67.0
	H_2-空气	2 101.8	1 179.8	15.3	297.7	12 385.2
2	H_2-O_2	2 681.5	1 459.2	41.7	48	151.7
	H_2-空气	2 146.5	1 215.3	14.5	450	39 748.2

注：1bar=10^5Pa。

由表 10.4 可知，H_2-O_2 和 H_2-空气两种混合气体在相同状态下，当达到 CJ 状态时，H_2-O_2 混合气体的爆轰速度、压力及爆轰产物的声速都大于 H_2-空气，表明 H_2-O_2 混合气体爆轰敏感性大于 H_2-空气，因而导致爆轰临界管径和临界起爆能量远小于后者。基于预测模型，得出氢气与空气或氧气混合气体的临界起爆能量，并和实验值进行对比，如图 10.15 和图 10.16 所示。

图 10.15 是在常压下，氢气和空气混合气体在不同化学当量比时的临界起爆能量实验值和预测曲线的对比。其中的实验值来自于 Atkinson 等[31]和 Benedick

等[4]。通过对比表明，由预测模型得出的氢气和空气混合气体临界起爆能量曲线与实验值符合。

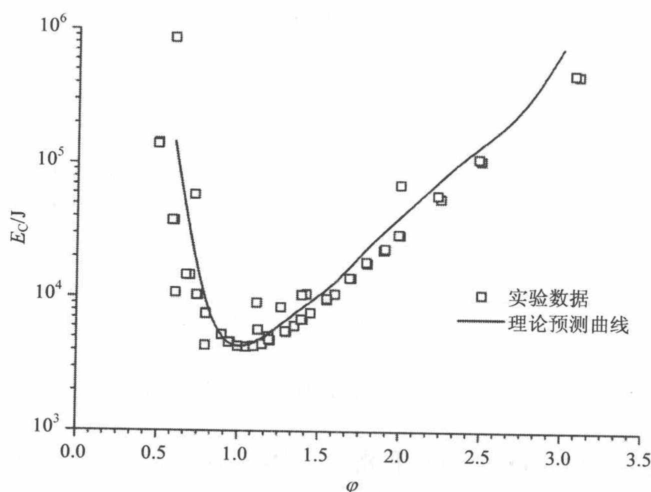


图 10.15 H_2-空气在不同当量比时的临界起爆能量实验值和预测曲线(p_0=100kPa)

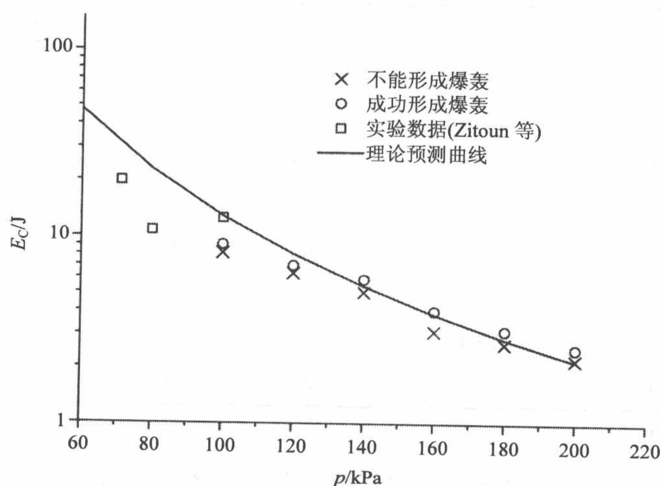


图 10.16 理论配比 H_2-O_2 在不同初始压力时的临界起爆能量实验值和预测曲线

图 10.16 是氢气与氧气混合气体在不同初始压力时，直接起爆临界能量的预测曲线与实验值的对比。由于爆轰数据库中对氢气与氧气混合气体压力高于100kPa的临界起爆能量没有收录，所以本文通过实验测量得到。图 10.15 和图 10.16 中的对比表明，临界能量预测曲线和实验值基本吻合。

10.3.3　C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体

对于 C_2H_2-N_2O-Ar 混合气体，Zhang 等[32]由特征参数法得出的临界管径关系式为

$$d_{\mathrm{C}}=594.8\varphi^{0.623}(1-X_{\mathrm{Ar}})^{0.2176}\left(p_1/p_0\right)^{-0.0246}\varDelta_{\mathrm{I}} \tag{10.15}$$

基于式(10.15)和活塞做功模型，得出预测曲线与实验值的对比，如图 10.17~图 10.19 所示。

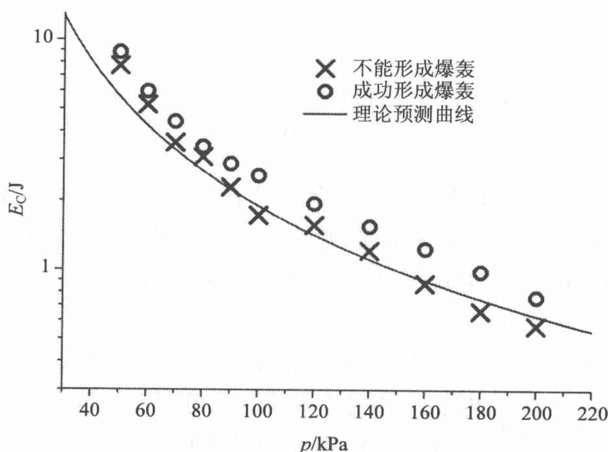


图 10.17　理论配比的 C_2H_2-N_2O 在不同压力下的临界起爆能量实验值与预测曲线

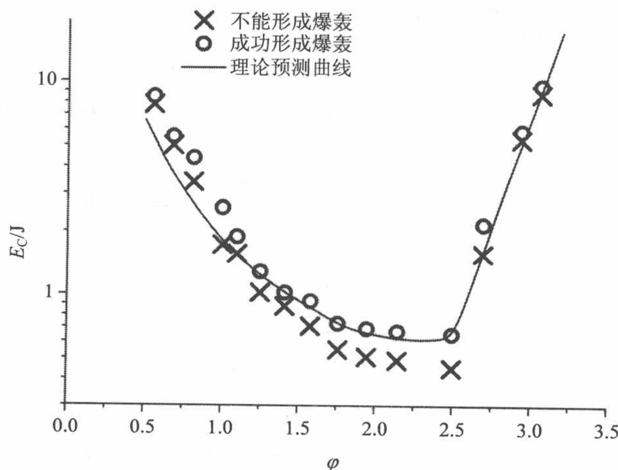


图 10.18　C_2H_2-N_2O 在不同当量比时的临界起爆能量实验值与预测曲线(p_0=100kPa)

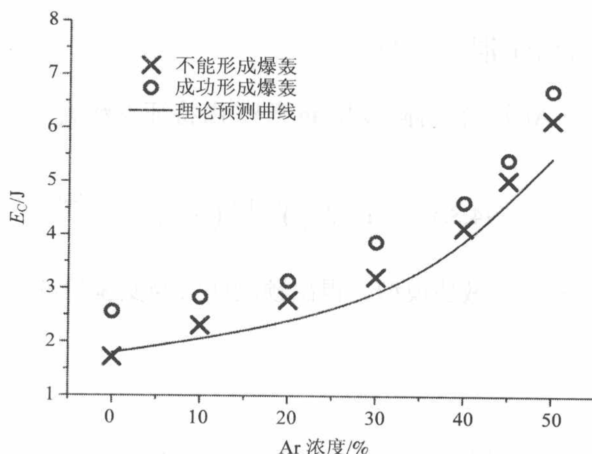


图 10.19　理论配比的 C_2H_2-N_2O 在不同浓度氩气稀释时的临界起爆能量实验值与预测曲线 (p_0=100kPa)

图 10.17~图 10.19 是 C_2H_2-N_2O 混合气体在不同初始压力、当量比和不同浓度氩气稀释下，直接起爆临界能量的预测曲线与实验值的对比。通过对比表明，临界起爆能量的预测曲线与实验值基本吻合，因此证明结合临界管径预测曲线与活塞做功模型，可对可燃混合气体的临界起爆能量进行预测。

基于各种模型，利用爆轰胞格尺寸和临界管径的数据和预测曲线，得出预测可燃混合气体直接起爆临界能量的模型和方法，并和临界能量的实验数据对比，验证模型的可行性，临界起爆能量预测模型及所使用的混合气体分别进行验证，如图 10.20 所示。

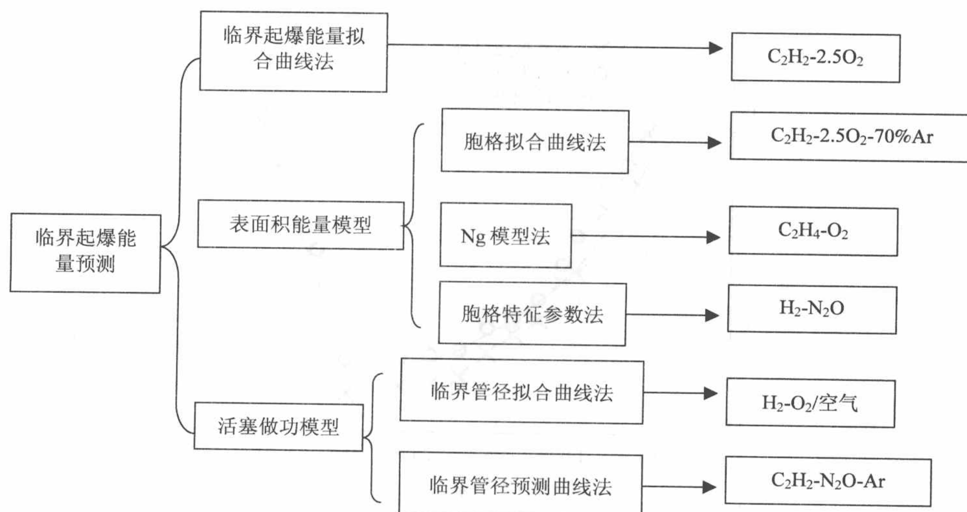


图 10.20　预测直接起爆临界能量的各种模型及对应的验证混合气体

参 考 文 献

[1] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1940, 10(5): 543–681.

[2] Zeldovich Y B, Kogarko S M, Simonov N N. An experimental investigation of spherical detonation of gases. Sov Phys Tech Phys, 1956, 1(8): 1689–1713.

[3] Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual Review of Fluid Mechanics, 1984, 16: 311–336.

[4] Benedick W B, Guirao C M, Knystautas R, et al. Critical charge for the direct initiation of detonation in gaseous fuel-air mixtures. In Prog Astronaut Aeronaut, 1986, 106: 181–202.

[5] Benedick W B, Knystautas R, Lee J H S. Large-scale experiments on the transmission of fuel-air detonations from two-dimensional channels. In Prog Astronaut Aeronaut, 1984, 94: 546–555.

[6] Benedick W R, Knystautas R, Lee J H S. Dynamics of shock waves, explosion and detonation. In Progress in Astronautics and Aeronautics, 1985, 94.

[7] Vasilev A A, Grigorev V V. Critical conditions for gas detonation in sharply expanding channels. Combust Explos Shock Waves, 1980, 16(6): 579–585.

[8] Vasilev A A, Mitrofanov V V, Topchiyan M E. Detonation waves in Gases. Fiz Goreniya Vzryva, 1987, 23(5): 109–131.

[9] Lee J, Higgins A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation. The Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Science, 1999, 357(1764): 3503–3521.

[10] Sedov L I. Propagation of strong blast waves. Prikl Mat Mech, 1946, 10: 244–250.

[11] Radulescu M I, Higgins A J, Lee J H S, et al. On the explosion length invariance in direct initiation of detonation. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28(1): 637–644.

[12] Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation s on gaseous system. Zho Eksp Teor Fiz, 10: 542. Translated in NACA Tech Memo, 1940: 1261.

[13] Lee J H, Ramamurthi K. On the concept of the critical size of a detonation kernel. Combustion and Flame, 1976, 27: 331–340.

[14] He L, Clavin P. On the direct initiation of gaseous detonation by an energy source. J Fluid Mech, 1994, 277: 227–248.

[15] He L, Clavin P. Numerical study of the direct initiation of spherical and cylindrical detonations by an energy source. Proceedings of the 19th International Symposium on Shock Waves, 1993: 443–448.

[16] He L. Theoretical determination of the critical conditions for the direct initiation of detonations in hydrogen-oxygen mixtures. Combustion and Flame, 1996, 104: 401–418.

[17] Aslan R, Kasimov D, Scott S. Theory of direct initiation of gaseous detonations and comparison with experiment. TAM Reports 1043, 2004.

[18] Radulescu M I. The propagation and failure mechanism of gaseous detonation: experiments in porous-walled tubes. Montreal: McGill University Ph.D thesis, 2003.

[19] Soury H, Mazaheri K. Utilizing unsteady curved detonation analysis and detailed kinetics to study the direct initiation of detonation in H_2-O_2 and H_2-air mixtures. Int J Hydrogen Energy, 2009, 34: 9847–9856.

[20] Litchfield E L, Hay M H, Cohen D J. Initiation of spherical detonation in acetylene-oxygen mixtures. US Dept of the Interior, Bureau of Mines, 1967.

[21] Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. Ann Rev Phys Chem, 1977, 28: 75–104.

[22] Lee J H S, Knystautas R, Guirao C M. The Link between Cell Size, Critical Tube Diameter, Initiation Energy

and Detonability Limits. Fuel-Air Explosions, Waterloo:University of Waterloo Press, 1982: 157–187.

[23] Knystautas R, Lee J H, Guirao C M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. Combustion and Flame, 1982, 48: 63–83.

[24] Desbordes D, Guerraud C, Hamada L, et al. Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular detonation systems. Prog Astronaut Aeronaut, 1993, 153: 347–359.

[25] Sochet I, Lamy T, Brossard J, et al. Critical tube diameter for detonation transmission and critical initiation energy of spherical detonation. Shock Waves, 1999, 9: 113–123.

[26] Matsui H, Lee J H. On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures. 17th Symp Int Combust, 1979: 1269–1280.

[27] Desbordes D. Transmission of overdriven plane detonations: critical diameter as a function of cell regularity and size. Prog Astro Aero, 1988, 11: 170–185.

[28] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database. GALCIT Report FM97-8, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1997.

[29] Mcbride B J, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications II. User's Manual and Program Description NASA Report, 1996.

[30] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. Direct measurement and relationship between critical tube diameter and critical energy for direct detonation initiation. Irvine, US, 2011.

[31] Atkinson R, Bull D C, Shu P J. Initiation of spherical detonation in hydrogen-air. Combust Flame, 1980, 39(3): 287–300.

[32] Zhang B, Ng H D, Lee J H S. The critical tube diameter and critical energy for direct initiation of detonation in $C_2H_2/N_2O/Ar$ mixtures. Combustion and Flame, 2012, Accepted.